



Les échelles de la turbulence dans l'ionosphère des hautes latitudes et leurs signatures sur les échos des radars HF du réseau SuperDARN

Xavier Vallières

► To cite this version:

Xavier Vallières. Les échelles de la turbulence dans l'ionosphère des hautes latitudes et leurs signatures sur les échos des radars HF du réseau SuperDARN. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université d'Orléans, 2002. Français. NNT: . tel-00689878

HAL Id: tel-00689878

<https://theses.hal.science/tel-00689878>

Submitted on 20 Apr 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

THESE
PRESENTEE
A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS

Discipline : Physique

PAR

Xavier VALLIERES

**Les échelles de la turbulence dans l'ionosphère des
hautes latitudes et leurs signatures sur les échos
des radars HF du réseau SuperDARN**

Soutenue le 20 Décembre 2002, devant le jury composé de :

E. Amata	IFSI, Rome	Examineur
A. Bourdillon	Université de Rennes1	Rapporteur
T. Dudok de Wit	Université d'Orléans	Président de Jury
D. Grésillon	LPTP, Palaiseau	Rapporteur
B. Izrar	Université d'Orléans	Examineur
J.P. Villain	LPCE, Orléans	Directeur de Thèse

Remerciements

Je remercie François Lefeuvre, directeur du LPCE, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire durant ces quelques dernières années. Je remercie également Jean-Paul Villain, directeur de cette thèse, qui m'a fait découvrir et partager les diverses facettes du métier de chercheur et ce, parfois même sur route inondée...

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Alain Bourdillon et à Dominique Grésillon pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et pour avoir œuvré avec efficacité sous les pressions administratives.

Merci à Volodya Krasnosselskikh pour son aide, sa très grande disponibilité et sa bonne humeur qui rend tout plus simple mais, bien au-delà, merci à lui pour l'intérêt qu'il porte à notre bien être. Je tiens également à remercier Dominique Grésillon pour m'avoir fait partager sa vision si claire de la diffusion des ondes et Jean-Claude Cerisier pour ses conseils et sa compagnie toujours chaleureuse, sous les aurores comme sur les gondoles...

Pour l'accueil qu'ils m'ont réservé, l'enthousiasme communicatif dont ils ne se séparent jamais et le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux, je remercie chaleureusement Caroline Andreazza et Alain Chaix, mes deux gardes fous universitaires. J'exprime aussi ma reconnaissance à la confrérie des joyeux moniteurs pour les nombreuses soirées orléanaises et rochelaises, rarement studieuses, jamais vulgaires et ô combien enrichissantes.

Un grand merci à tous ceux qui ont rendu la vie et le travail plus faciles et plus agréables pendant ces trois ans et plus. Je remercie toute l'équipe du LPCE pour son accueil ainsi que les

thésards, postdocs et autres cdd, intermittents du spectacle bien sympathiques, qui animent la vie de ce labo (avec plus ou moins de subtilité il faut bien le dire), pour tous les bons moments passés ensemble, au laboratoire, devant un verre ou sur les cours... Merci aussi à ceux qui, par leurs conseils et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail m'ont permis d'avancer d'un pas plus sûr. Merci en particulier à Jean-Yves de toujours répondre présent et à Johann pour son opiniâtreté à chercher des réponses.

Enfin, cette thèse n'aurait pu être menée à bien sans les conseils, l'enthousiasme et la sympathie de Raphaël André et de Christian Hanuise et l'aide indispensable qu'ils m'ont apportée quotidiennement, malgré la distance. Ma gratitude va à Christian pour son soutien inconditionnel, sa très grande franchise, son écoute attentive et stimulante ; à Raphaël pour m'avoir tout appris, toujours tout fait partager et bien plus encore. . .

Table des matières

Introduction	9
1 Contexte géophysique et expérimental	11
1.1 L'environnement terrestre dans le système ionosphère - magnétosphère	13
1.1.1 L'ionosphère	13
1.1.1.a La région D	15
1.1.1.b La région E	16
1.1.1.c La région F	16
1.1.2 Le Vent Solaire et la magnétosphère	17
1.1.2.a Le Vent Solaire	17
1.1.2.b La zone frontière	19
1.1.2.c La magnétosphère externe	21
1.1.2.d La magnétosphère interne	21
1.1.3 Le couplage ionosphère - magnétosphère	22
1.1.3.a Le couplage particulaire	22
1.1.3.b Le couplage électromagnétique	23
1.2 La propagation des ondes HF dans le milieu ionosphérique	30
1.2.1 Réfraction et grandes échelles	30
1.2.1.a La propagation dans l'atmosphère terrestre	31
1.2.1.b Trajectoire dans l'ionosphère	32
1.2.2 La turbulence ionosphérique et ses sources	35

1.2.2.a	Irrégularités de grande échelle	37
1.2.2.b	Irrégularités de petite échelle	38
1.2.2.c	Instabilités de plasma	39
1.2.3	Effet des moyennes échelles	44
1.2.4	Diffusion par les petites échelles et sondage de l'ionosphère	44
1.3	SuperDARN	47
1.3.1	La chaîne SuperDARN	47
1.3.2	Principe de la mesure	49
1.3.3	Détermination des paramètres	51
1.3.3.a	La fonction d'autocorrélation	51
1.3.3.b	Grandeurs déduites	52
2	Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron	57
2.1	Mouvements microscopiques et fonctions d'autocorrélation	60
2.1.1	Diffusion collective	60
2.1.2	Fonction d'autocorrélation temporelle	62
2.1.3	Description lagrangienne du mouvement microscopique	63
2.1.4	Ajustement des données SuperDARN	64
2.2	Effet du mouvement des centres diffuseurs	66
2.2.1	Perturbation cyclotronique de l'ACF	66
2.2.1.a	Cas d'un plasma collisionnel non magnétisé	66
2.2.1.b	Cas d'un plasma magnétisé, faiblement collisionnel	67
2.2.2	Application à l'ionosphère	70
2.2.3	Recherches des signatures ioniques dans les ACF SuperDARN	71
2.2.3.a	Sélection des ACF	71
2.2.3.b	Première voie : l'ajustement polynômial	73
2.2.3.c	Deuxième voie : l'analyse spectrale	75
2.2.3.d	Troisième voie : l'ajustement analytique	81
2.3	Discussion et conclusion	87
3	Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde	89
3.1	Études multifréquences de la largeur spectrale	90
3.1.1	Étude de cas : le radar de Stokkseyri	91
3.1.1.a	Mode spécifique	91

3.1.1.b	Base de données	92
3.1.1.c	Puissance et largeur spectrale	94
3.1.1.d	Effet sur la largeur spectrale	99
3.1.1.e	Vers un effet géophysique	102
3.1.1.f	Échos de sol	104
3.1.1.g	Conclusion	105
3.1.2	Généralisation à l'hémisphère nord	106
3.1.2.a	Base de données	106
3.1.2.b	Exploration de diverses interprétations	109
3.1.3	Conclusion	111
3.2	Interprétation	114
3.2.1	Interactions des ondes électromagnétiques avec un milieu inhomogène	114
3.2.1.a	Milieus aléatoires	115
3.2.1.b	Diffusion simple et diffusion multiple	116
3.2.1.c	Méthodes de résolution	118
3.2.1.c	Scintillations ionosphériques et écrans de phase	120
3.2.2	Méthode de Rytov	121
3.2.3	Angles d'arrivée - Élargissement Doppler	124
3.2.4	Caractérisation du milieu	127
3.2.4.a	ARCAD-3	127
3.2.4.b	Spectre de puissance	130
3.2.4.c	Spectre à 3 dimensions	134
3.2.4.d	Exemple de modélisation du spectre	136
3.2.4.e	Variations des caractéristiques du spectre avec X	138
3.2.5	Simulations	140
3.2.5.a	Principe des simulations	140
3.2.5.b	Élargissement dans une ionosphère homogène	142
3.2.5.c	Dépendance en fréquence	146
3.2.5.d	Variation du spectre au cours de la propagation	147
3.2.5.e	Effet du profil vertical d'ionisation	149
3.2.5.f	Élargissements pour SuperDARN	151
3.2.6	Comparaison aux données radar	154
3.3	Résultats et discussion	157

Introduction

L'environnement magnétique de la Terre, directement soumis à l'influence du vent solaire, est essentiellement constitué de plasma. Dans l'ionosphère des hautes latitudes, son diagnostic permet l'étude des phénomènes qui régissent et perturbent le système Soleil-Terre. Les forts couplages qui lient les différents acteurs de ce système entraînent le plasma ionosphérique dans des mouvements de convection de diverses échelles.

Dans l'étude de la convection ionosphérique en régions polaires, la chaîne de radars SuperDARN constitue un instrument unique par sa forte résolution temporelle et sa très vaste couverture spatiale. Si la plupart des études associées aux données de ces radars sont dédiées au domaine de la géophysique, peu d'entre elles s'intéressent aux mécanismes physiques qui donnent naissance au signal ou qui peuvent perturber la mesure. Le travail présenté ici se place dans cette optique et décrit les interactions entre les ondes émises par ces radars et les irrégularités rencontrées le long de leur parcours dans l'ionosphère. L'accent est mis sur l'impact de ces interactions sur la détermination des largeurs spectrales par SuperDARN. L'utilisation grandissante des mesures de largeurs spectrales, représentant l'état de la turbulence ionosphérique, explique l'intérêt particulier porté à ce paramètre.

Depuis les variations lentes d'ionisation qui gouvernent la trajectoire des faisceaux émis, jusqu'aux irrégularités de l'ordre de la longueur d'onde, responsables de la diffusion, la gamme des échelles caractéristiques rencontrées dans l'ionosphère induit sur les ondes des effets de nature diverse.

La première partie présente le contexte géophysique et expérimental de cette étude. Nous y

décrivons l'ionosphère, la magnétosphère et les divers effets du couplage qui les lie. Nous nous attardons sur les problèmes de propagation dans l'ionosphère et les effets dus aux irrégularités de différentes échelles. Enfin, nous présentons le réseau SuperDARN et ses enjeux scientifiques globaux.

La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à la description des mouvements microscopiques et de leur effet sur les spectres mesurés par les radars SuperDARN. Des travaux antérieurs ont déjà montré que l'on peut déduire des fonctions d'autocorrélation temporelle des paramètres caractéristiques de la turbulence et de la dissipation d'énergie par le jeu des instabilités microéchelles. Descendant encore dans la gamme des échelles concernées, nous tentons d'identifier dans les données SuperDARN la signature du mouvement des ions.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des effets des échelles intermédiaires sur les largeurs spectrales. Dans un premier temps nous mettons en évidence un comportement spécifique des largeurs spectrales observées à différentes fréquences. Une interprétation en termes d'interaction entre l'onde et les fluctuations d'ionisation de moyenne échelle, reflétant les caractéristiques d'une propagation en milieu aléatoire est proposée. Des simulations sont mises en œuvre pour tenter d'en reproduire les effets sur les largeurs spectrales. L'analyse des résultats obtenus nous amène à discuter de la pertinence des modèles choisis et de la difficulté de dissocier les diverses échelles spatiales et de prendre en compte l'effet de ces interactions indépendamment des effets de propagation.

Les études présentées dans ce mémoire portent essentiellement sur l'impact des mouvements microscopiques et de la propagation sur la détermination des paramètres de la turbulence ionosphérique. Parce que les effets décrits ici influent directement sur la mesure, ce travail se place dans le contexte plus large de l'instrument SuperDARN dont la vocation première est de cartographier la convection ionosphérique.

Chapitre 1

Contexte géophysique et expérimental

L'étude de l'ionosphère à haute latitude met en jeu une diversité de phénomènes qui nécessite la compréhension des mécanismes agissant dans l'ensemble de l'environnement ionisé de la Terre. Les échanges d'impulsion, d'énergie et de matière entre le milieu interplanétaire et la haute atmosphère terrestre couvrent de vastes gammes d'échelles spatiales et temporelles, rendant ces processus extrêmement variés et complexes. Le vent solaire et ses variations, régulières et sporadiques, imposent en amont de la Terre, les conditions qui gèrent le fonctionnement du système magnétosphère-ionosphère et se répercutent sur l'ensemble de l'environnement terrestre. Dans ce système, les calottes polaires sont le lieu privilégié où convergent les lignes de champ magnétique, permettant les échanges directs entre la magnétosphère et l'ionosphère rendue conductrice par l'ionisation des espèces chimiques par le rayonnement solaire et corpusculaire. Le très fort couplage qui lie l'ionosphère à la magnétosphère organise les mouvements à grande échelle du plasma ionosphérique et lui impose une dynamique qui dépend des conditions du vent solaire.

L'étude des signatures ionosphériques des processus magnétosphériques permet donc de mieux comprendre le fonctionnement de la magnétosphère et ses réponses aux sollicitations du vent solaire. SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network) est un réseau de radars HF cohérents destiné à l'étude à grande échelle de la convection ionosphérique dans les régions polaires. Les radars détectent les signaux rétrodiffusés par les irrégularités ionosphériques de petites échelles alignées au champ magnétique et formées par le jeu des précipitations de particules et des instabilités de plasma. L'accès aux zones de rétrodiffusion nécessite la traversée des

1. Contexte géophysique et expérimental

différentes couches ionosphériques et impose aux radars SuperDARN leur gamme de fréquence.

Ce premier chapitre est consacré à la description de l'environnement terrestre et des processus qui l'affectent, ainsi que du contexte expérimental. Dans une première partie, nous nous intéressons à la formation de l'ionosphère et au fonctionnement du système magnétosphérique en étudiant ses répercussions sur l'ionosphère. Nous décrivons ensuite succinctement les problèmes liés à la propagation des ondes HF dans l'ionosphère en mettant en avant le rôle des différentes échelles spatiales. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du réseau SuperDARN et de ses enjeux scientifiques.

1.1 L'environnement terrestre dans le système ionosphère - magnétosphère

Le Soleil influe sur l'environnement terrestre de diverses manières. Outre le chauffage de la surface terrestre par son rayonnement, l'activité solaire entraîne une vaste gamme de phénomènes chimiques et physiques dont les effets se manifestent en particulier dans la haute atmosphère. Dans l'ionosphère notamment, couche rendue ionisée par le rayonnement solaire, les mécanismes chimiques, les propriétés électriques, les mouvements d'ensemble et les transferts d'énergie sont intimement liés à l'activité solaire et les propriétés du plasma en reflètent les variations. Les processus qui l'affectent, et en particulier la dynamique du plasma ionosphérique, sont le résultat du couplage qui lie le vent solaire et l'environnement terrestre. Ce couplage intervient au travers de la magnétosphère, région dominée par le champ magnétique terrestre. Les nombreuses interactions qui l'affectent se répercutent sur l'ensemble de l'environnement terrestre et à terme, sur l'ionosphère et la partie neutre de l'atmosphère. La topologie du champ géomagnétique impose une géométrie à ce couplage en reliant l'ionosphère des hautes latitudes aux régions plus éloignées de la magnétosphère. L'étude de la convection et des propriétés ionosphériques permet donc l'étude indirecte de ces régions éloignées et la compréhension des mécanismes qui régissent les transferts et le fonctionnement complexe du système magnétosphérique.

1.1.1 L'ionosphère

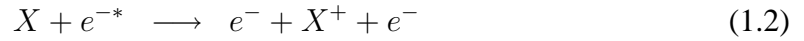
L'atmosphère terrestre est un gaz relativement dense au niveau du sol. A mesure que l'on s'élève en altitude, ce gaz se raréfie : 99,9% de la masse de l'atmosphère se trouve en dessous de 50 km d'altitude et, à 100 km, la fraction massique de l'atmosphère à venir ne représente plus qu'un millionième. Les rayons X et surtout les radiations ultra-violettes émis en permanence par le Soleil viennent dissocier et ioniser les espèces chimiques et altèrent ainsi la composition de la haute atmosphère. A cause de la faible pression qui règne à ces altitudes, les espèces ionisées ne se recombinent pas nécessairement rapidement. Ainsi, il existe en permanence une couche ionisée qui constitue l'ionosphère. Elle coexiste avec la partie neutre de l'atmosphère : la thermosphère, avec laquelle elle fortement couplée, dynamiquement et thermodynamiquement par l'intermédiaire de collisions. Son existence a été démontrée en 1925 par les travaux de Appleton et Barnett en Angleterre, et par ceux de Breit et Tuve, aux États-Unis.

Les premiers travaux portant sur la formation et la structure de l'ionosphère sont dus à Hulburt (1928) et Chapman (1931a,b). Ceux-ci la décrivent comme la zone d'équilibre entre l'ioni-

1. Contexte géophysique et expérimental

sation des espèces neutres atmosphériques par les radiations solaires et la disparition des espèces ionisées par des phénomènes de recombinaison.

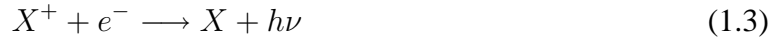
Les sources d'ionisation dans l'ionosphère sont de deux ordres : d'une part la photo-ionisation des différents gaz par les rayonnements X et UV solaires et d'autre part, l'ionisation par des particules énergétiques projetées dans l'ionosphère, le long des lignes de champ magnétique. Ces deux types de processus sont respectivement représentés par les réactions (1.1) et (1.2) où h est la constante de Planck et P_i est le seuil d'ionisation de l'espèce X considérée.



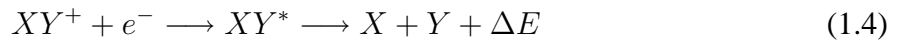
Les radiations suffisamment énergétiques (d'énergie supérieure au seuil d'ionisation) libèrent un électron pour former l'ion X^+ . S'ensuivent un certain nombre de réactions entre les diverses espèces atmosphériques qui vont donner lieu à l'apparition d'espèces telles que O_2^+ , O^+ , NO^+ .

Parmi les mécanismes de recombinaison, qui tendent à faire disparaître les espèces ionisées, on distingue généralement :

- la recombinaison radiative, surtout efficace dans les plus basses couches de l'ionosphère, où un ion X^+ capte un électron pour reformer le neutre X qui se désexcite en émettant une radiation.



- la recombinaison dissociative, où la collision avec un électron sépare une molécule ionisée XY^+ en donnant lieu à une libération d'énergie ΔE .



- la recombinaison ion-ion, intervenant après attachement électronique (eq. 1.5), surtout importante dans les régions denses de l'ionosphère.



L'équilibre entre ionisation et recombinaison dépend fortement du rayonnement solaire. Entre le matin et l'après midi, l'ionisation dépasse la recombinaison et la densité électronique s'élève.

Entre la fin de l'après midi et le début de soirée, la densité commence à chuter car l'ionisation diminue et devient moins efficace que la recombinaison. Le degré d'ionisation diminue fortement la nuit et peut entraîner la disparition de certaines espèces ionisées.

Les effets de la gravité imposent à l'atmosphère une structure en couches horizontales. De même, l'ionisation des espèces chimiques dépend de l'altitude, les radiations de plus haute énergie pénétrant le plus profondément. Les mécanismes réactionnels qui régissent la chimie ionosphérique et mettent en jeu les diverses espèces ionisées varient donc avec l'altitude. En particulier, le degré d'ionisation augmente avec l'altitude et atteint son maximum vers 250 km ; la densité des neutres est alors de l'ordre de 10^{15} particules par m^3 et celle des ions et des électrons de l'ordre de 10^{12} particules par m^3 . Ce taux d'ionisation faible (typiquement inférieur à 10^{-3}) fait de l'ionosphère un milieu globalement neutre faiblement ionisé.

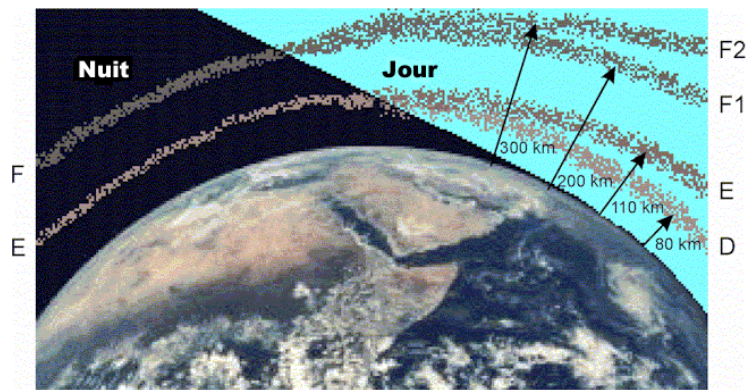


FIG. 1.1 – Topologie des différentes couches ionosphériques et son évolution au cours de la journée.

Classiquement, on sépare l'ionosphère en plusieurs couches ou strates selon l'altitude. La nomenclature de ces couches, que l'on appelle aujourd'hui plus volontiers régions, est due à Appelton (1947). Les différentes couches sont illustrées sur la figure 1.1. Elle montre les deux couches principales E et F la nuit (côté gauche) qui se scindent en 4 couches D, E, F₁ et F₂ sous l'action du rayonnement solaire (côté droit).

1.1.1.a La région D

On situe généralement cette couche entre 60 km et 90 km d'altitude. La chimie y est très complexe car on y rencontre une grande variété d'espèces différentes. L'ionisation y est assez faible car peu de rayonnement UV pénètre à des altitudes si peu élevées. La densité électronique

1. Contexte géophysique et expérimental

y est de l'ordre de $10^8 - 10^{10} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$. C'est une région où l'air est encore dense menant une région très collisionnelle où les électrons libérés par ionisation sont très rapidement captés par attachement électronique pour donner des ions négatifs (principalement O_2^-), prépondérants dans cette région. Les ions négatifs O_2^- peuvent disparaître par recombinaison avec un cation, par collision sur une particule neutre ou par photo-dissociation. Ces processus de recombinaison sont relativement rapides et entraînent la disparition de la couche D la nuit.

1.1.1.b La région E

Cette couche se situe au-dessus de la région D, entre 90 km et 120 km d'altitude, avec une densité électronique d'environ $10^{11} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$. Les principaux composants en sont N_2 , O_2 et O . Les ions les plus présents sont NO^+ (formés par échange de charge entre N et O^+) et O_2^+ . Cette région constitue une zone d'équilibre entre la production d'électrons par ionisation et leur perte par recombinaison dissociative (eq. 1.4), mécanisme de pertes prépondérant dans cette région (Biondi, 1964). La région E s'affaiblit et disparaît presque la nuit à cause de l'efficacité de cette recombinaison, à part dans les régions de haute latitude, lieux de précipitations de particules ionisantes.

L'une des caractéristiques majeures de la couche E est due au comportement différent des ions non magnétisés et des électrons, magnétisés à partir de 90 km d'altitude, contraints à dériver le long des lignes de force du champ magnétique terrestre dans un mouvement hélicoïdal. Ce comportement différentiel des électrons et des ions se traduit par la circulation de courants électriques. L'électrodynamique de cette région est intense et dépend fortement de la latitude à cause de la topologie du champ magnétique terrestre, quasiment horizontal à l'équateur et vertical à haute latitude, et dans une moindre mesure, de l'inclinaison du rayonnement solaire qui influe sur la conductivité ionosphérique. A haute latitude notamment, la circulation de courants horizontaux permet la fermeture de systèmes de courants magnétosphériques, ce qui facilite les échanges avec des régions plus éloignées de la Terre.

1.1.1.c La région F

Située entre 150 km et 500 km environ, c'est la région la plus ionisée de l'ionosphère, la densité électronique y atteint $10^{11} - 10^{12} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$ vers 250 km d'altitude. Dans cette région très peu collisionnelle, les ions et les électrons sont magnétisés et leurs mouvements sont donc contrôlés par les champs électriques issus du couplage vent solaire/magnétosphère et qui se projettent le long des lignes de champ magnétique.

On y rencontre les mêmes éléments qu'en région E mais l'oxygène atomique devient pré-

pondérant. Le rayonnement solaire qui y pénètre (< 90 nm) favorise l'ionisation de O_2^+ , N_2^+ et O^+ . On sépare généralement la couche F diurne en deux sous-couches, la couche F1 et la couche F2 dont l'interface, située à une altitude d'environ 200 km, marque la transition entre les ions atomiques O^+ et ions moléculaires O_2^+ . La nuit, ces deux couches se fondent en une seule couche F. L'altitude de la couche F varie considérablement en fonction du moment de la journée, de la saison et de l'activité du soleil.

Au delà de ces trois couches, on entre dans la haute ionosphère, qui constitue la transition entre les altitudes dominées par O^+ et la protonosphère constituée de H^+ créés par échange de charge de H avec l'ion O^+ .

La structure de l'ionosphère s'organise donc en fonction de l'altitude à cause des effets de la gravité et de la profondeur de pénétration des radiations solaires qui initient les mécanismes réactionnels mettant en jeu les diverses espèces atmosphériques. Si l'impulsion et l'énergie dues à l'activité solaire sont à l'origine des processus gérant la chimie de la haute atmosphère, il initient également ceux contrôlant son électrodynamique. En effet, de par sa nature de plasma, l'ionosphère est une couche conductrice qui peut supporter de forts courants. Elle supporte et génère également une grande variété d'ondes et d'instabilités. Ainsi, elle cherche en permanence à s'adapter aux variations imposées au champ magnétique terrestre par l'activité solaire.

La surveillance de l'activité solaire tient donc une place primordiale dans l'étude de l'environnement terrestre, d'autant plus qu'elle subit, outre des variations régulières (cycle journalier, de 27 jours, cycle saisonnier ou encore cycle de 11 ans), une grande gamme de perturbations spatiales et temporelles sporadiques et imprévisibles (éruptions solaires, nuages magnétiques par exemple), capables d'en affecter très profondément les propriétés.

1.1.2 Le Vent Solaire et la magnétosphère

Dans la seconde moitié du XIX^{ème} siècle, des scientifiques comme Sabine (1851) ou Becquerel (1878) montrent que l'activité solaire joue un rôle primordial sur l'environnement terrestre, rôle qui se traduit par des perturbations du champ magnétique terrestre mais aussi par l'entrée de particules solaires dans l'atmosphère.

1.1.2.a Le Vent Solaire

La compréhension de ce que l'on appelle aujourd'hui le vent solaire s'est faite pas à pas et bon nombre de ses manifestations n'ont pu être vérifiées qu'à partir du début de la conquête

1. Contexte géophysique et expérimental

spatiale.

Vers 1900, Fitzgerald (1892, 1900) puis Lodge (1900) émettent l'idée de matière s'échappant du Soleil sous forme de nuages ionisés. Chapman et Ferraro (1931) proposent une théorie décrivant l'expansion de la couronne solaire et proposent qu'un nuage de plasma, éjecté du Soleil, ne peut pénétrer le champ géomagnétique et le contourne. En 1951, Biermann complète cette théorie en montrant que tous les événements magnétiques ne peuvent être expliqués par des éruptions. Il propose qu'existe une pression permanente du Soleil, sous la forme d'un flux de protons et prouve son existence en analysant la queue des comètes. C'est avec Parker (1958, 1959), qu'apparaissent les premières théories modernes de l'expansion solaire. Il montre que la couronne solaire n'est pas en équilibre hydrostatique mais en expansion permanente et libre de la matière dans l'espace, et ce à des vitesses supersoniques. Cette expansion, il la nomme vent solaire ; son existence sera vérifiée dès le début des années 1960 par des sondes spatiales russes et américaines.

Sonett (1960), en analysant les données de Pionner I, montre que le vent solaire transporte avec lui son propre champ magnétique, dit interplanétaire. Ce champ magnétique interplanétaire (CMI), dont l'existence était déjà supposée par Alfvén en 1957, est de l'ordre de 5 nT mais il peut être multiplié par 5 lors de fortes perturbations de l'activité solaire. L'expansion solaire, transportant son propre champ magnétique est habituellement décrite par une approche magnétohydrodynamique (MHD) idéale. Ceci implique en particulier le gel du CMI à l'intérieur du plasma solaire à cause de la forte conductivité électrique qui limite les mouvements de l'un par rapport à l'autre.

Globalement, le vent solaire est un flux permanent de plasma constitué par un mélange d'ondes électromagnétiques (depuis les rayons gamma et X de haute fréquence jusqu'aux ondes radio de faible énergie), d'électrons, de protons, d'environ 5% d'hélium et de neutrinos, sous-produits des réactions nucléaires du cœur du Soleil. Les caractéristiques du vent solaire sont très variables et suivent les cycles de l'activité solaire, celui des tâches solaires par exemple. En moyenne, la densité y est de 5 particules par cm^3 ; les protons atteignent des énergies de l'ordre du keV, l'énergie des électrons étant de l'ordre d'une dizaine d'eV. La vitesse du vent solaire est également très variable ; elle est comprise entre 200 km.s^{-1} et 800 km.s^{-1} avec une moyenne de 450 km.s^{-1} au niveau de l'orbite terrestre.

Les variations des caractéristiques du vent solaire sont importantes et mènent à une diversité de phénomènes physiques qui se répercutent sur l'ensemble de l'environnement terrestre. Outre les variations régulières, le vent solaire subit une vaste gamme de perturbations sporadiques,

parfois très violentes. Les variations de vitesse, l'orientation du champ magnétique interplanétaire, les éruptions solaires (accompagnées d'éjection de matière coronale ou CME ¹ pour les plus importantes), les perturbations dues aux ondes de choc associées aux événements solaires ont des effets qui affectent la structure du vent solaire. Ces effets ont un impact considérable sur l'environnement terrestre et les échanges d'énergie, d'impulsion et de matière entre le milieu interplanétaire et l'environnement terrestre.

En approchant de la Terre, le vent solaire interagit avec le champ géomagnétique et le déforme pour le confiner dans une cavité. Cette cavité, Gold (1959) la nomme la magnétosphère. Elle est souvent vue comme la région de l'espace où domine l'influence du champ magnétique terrestre. Elle est limitée par la magnétopause dont l'existence a été vérifiée par les mesures de Explorer X et XII (Cahill et Amazeen, 1963).

La magnétosphère prend la forme d'une comète, comprimée à l'avant et, au contraire, étirée en une longue queue de plusieurs dizaines voire centaines de rayons terrestres. A l'intérieur, le champ magnétique est soumis à de nombreuses contraintes de la part du vent solaire. Celles-ci s'accompagnent, selon les lois de l'électromagnétisme, par la circulation de courants électriques. La topologie du champ magnétique dans la magnétosphère fait apparaître un système de régions diverses couplées à des systèmes de courants, représenté schématiquement sur la figure 1.2. Le plasma magnétosphérique est constitué à la fois du plasma du vent solaire dont une partie finit par traverser la magnétopause, et d'autre part, par du plasma d'origine ionosphérique, notamment O^+ (Geiss et al., 1978). Les échanges de plasma entre les différentes régions jouent aussi un rôle dans la distribution du plasma à l'intérieur de la magnétosphère.

On distingue généralement trois régions dans ce vaste système : la zone frontière, la magnétosphère externe et la magnétosphère interne.

1.1.2.b La zone frontière

On englobe dans cette zone les régions du plasma directement soumises à l'influence du vent solaire. On y regroupe donc l'onde de choc, la magnétopause et les cornets polaires.

L'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre s'accompagne d'une onde de choc située à environ 3-4 rayons terrestres (R_T) en amont de la magnétosphère. Elle a été prédite par Axford et Hines (1961) et Kellogg (1962), puis vérifiée expérimentalement par Freeman (1964) avec les données du satellite Explorer XII. Une fois l'onde de choc passée, le vent solaire

¹pour *Coronal Mass Ejection*

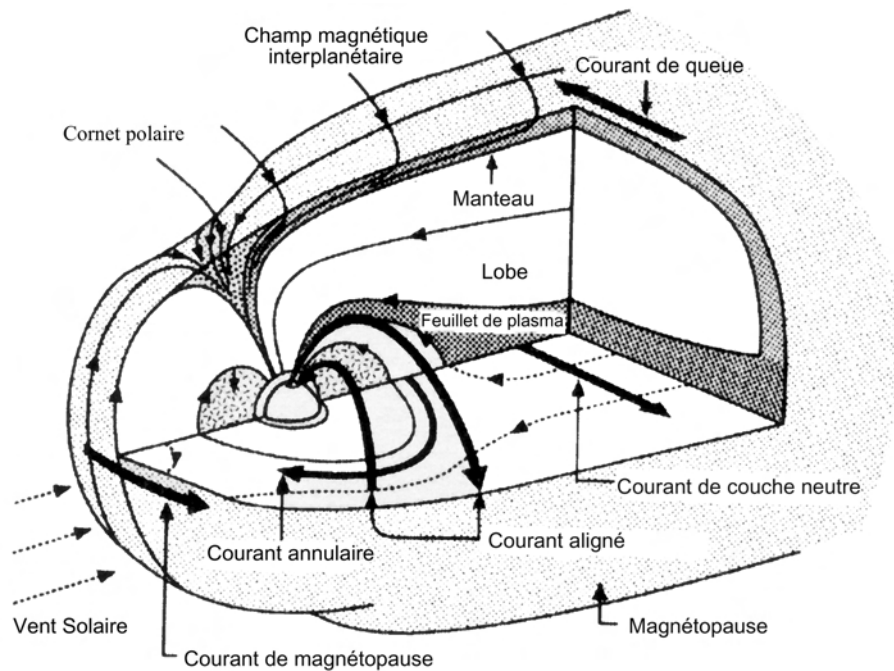


FIG. 1.2 – Schéma des différentes régions et courants magnétosphériques. Le vent solaire vient de la gauche.

est comprimé et chauffé et devient subsonique dans une région turbulente : la magnétogaine. Il s'écoule vers le côté nuit en contournant la magnétopause puis se refroidit à nouveau. On estime qu'il retrouve ses caractéristiques initiales vers $100-200 R_T$ dans la queue. Entre temps, une partie du plasma solaire a pu pénétrer dans la magnétosphère.

En première approximation, la position de la magnétopause est déterminée par l'équilibre entre l'énergie du plasma du vent solaire, dominée par sa composante cinétique et, d'autre part, l'énergie du plasma magnétosphérique dominé par sa composante magnétique. Sa position est extrêmement variable car sujette aux variations du vent solaire (elle se situe à environ $13 R_T$ en période de faible activité et peut s'approcher jusqu'à $6 R_T$ lors d'événements solaires importants).

La déviation des particules par le champ terrestre, implique un surplus d'électrons du côté matin de la magnétopause et un surplus d'ions du côté soir. Cette séparation de charge s'accompagne par la circulation d'un courant électrique du matin vers le soir (courant de Chapman-Ferraro) qui annule le champ magnétique du côté Soleil et augmente le champ magnétique du côté Terre à la magnétopause. Des courants similaires circulent autour de la queue magnétosphérique, en sens inverse pour les deux hémisphères ; ils se referment par un courant qui traverse la

queue magnétosphérique de l'aube vers le crépuscule.

A l'intérieur de la magnétogaine, il existe des régions particulières directement soumises à l'influence du vent solaire. Ce sont les cornets polaires, points neutres topologiques situés au dessus des pôles magnétiques où s'annule le champ magnétique terrestre. Ils séparent les lignes de force fermées du côté jour des lignes fermées qui s'étirent du côté nuit. Ils sont donc associés à des lignes de champ non connectées, s'ouvrant sur la magnétogaine et permettant ainsi l'entrée directe du plasma du vent solaire, du côté jour, depuis la magnétogaine dans l'atmosphère (Reiff et al., 1977). Ils jouent donc un rôle essentiel dans les échanges d'énergie et d'impulsion entre les deux milieux et vont répercuter les ondes, flux turbulent et perturbations qui affectent la magnétogaine. La position en latitude et temps magnétique local, ainsi que l'extension spatiale des cornets polaires est contrôlée par le CMI. On sépare parfois le cornet polaire en *cusp* et *cleft* de part et d'autre du méridien midi.

1.1.2.c La magnétosphère externe

La magnétosphère externe est constituée principalement par les régions de la queue magnétosphérique. On y distingue généralement le manteau, le feuillet de plasma et les lobes.

Le manteau est la couche qui sépare la magnétogaine de la magnétosphère. Les particules du vent solaire qui s'écoulent dans la magnétogaine le long de ce manteau, peuvent le traverser et diffuser vers le plan équatorial de la queue magnétosphérique, dans le feuillet de plasma. Le feuillet est un plasma chaud, globalement neutre et très dynamique, traversé par un courant électrique du matin vers le soir qui referme les courants circulant sur les flanc de la magnétosphère. Il est aussi le siège de flux de particules importants, notamment vers la Terre, à l'origine des aurores boréales et australes.

Les lobes sont les régions très peu denses comprises entre le feuillet et le manteau de plasma. Les lignes de champ y sont quasi-horizontales et se reconnectent aux lignes de force du champ magnétique interplanétaire à grande distance ($\sim 100 R_T$). On pense que les lobes pourraient servir de lieu de stockage de l'énergie déversée lors d'événements violents comme les sous-orages.

1.1.2.d La magnétosphère interne

Enfin, on distingue la magnétosphère interne, partie très stable de la magnétosphère qui s'étend depuis le nez de la magnétosphère côté jour jusqu'à environ $8 R_T$ du côté nuit. Elle regroupe la plasmasphère en corotation avec la Terre et les ceintures de radiation (à environ 1 et

$4 R_T$), découvertes par Van Allen et al. (1958), où circule un courant ceinturant la Terre.

A l'intérieur de la magnétosphère, l'électrodynamique du plasma dépend essentiellement des conditions imposées par le vent solaire à la magnétopause. Les interactions qui l'affectent se projettent à basse altitude, dans l'ionosphère, dans les régions de haute latitude où convergent les lignes de champ couplées à la magnétosphère.

1.1.3 Le couplage ionosphère - magnétosphère

Bien que l'ionosphère ne soit que la couche inférieure de la magnétosphère, on la considère généralement comme une couche distincte, notamment à cause de ses propriétés électriques. Les systèmes de courants qui s'opposent aux variations du champ magnétique terrestre induites par le vent solaire vont transporter vers l'atmosphère l'énergie, la masse, la charge et l'impulsion du plasma magnétosphérique. Ils reflètent également toutes les variations temporelles imposées par les variations de l'activité solaire.

Les échanges entre les deux milieux se font au travers de deux types de couplages. D'une part, il existe un couplage particulier à haute latitude qui se traduit par la précipitation de particules depuis les cornets polaires ou depuis le feuillet de plasma vers l'ovale auroral avec un spectre d'énergie compris entre une centaine d'eV et quelques centaines de keV. D'autre part, les systèmes ionosphériques et magnétosphériques sont liés par un couplage de nature électromagnétique. Ce couplage électromagnétique se manifeste par la reconnexion entre les champs magnétiques terrestre et interplanétaire ainsi que par la fermeture dans l'ionosphère du champ électrique magnétosphérique, permise par la forte conductivité des lignes de champ. Ces champs électriques imposent une dynamique à l'ensemble magnétosphère-ionosphère à haute latitude en entraînant le plasma dans des mouvements de convection de grande échelle.

Les processus physiques qui traduisent ces couplages sont complexes et variés. Ils lient l'ionosphère à des régions éloignées dans la magnétosphère, régions qui subissent l'influence directe du vent solaire. Ils mettent donc en jeu le vent solaire et l'ionosphère mais aussi la thermosphère, à laquelle l'ionosphère est également fortement couplée.

1.1.3.a Le couplage particulier

Les précipitations de particules solaires vers la haute atmosphère constituent la manifestation la plus directe du couplage ionosphère-magnétosphère. Elles concernent les hautes latitudes de l'ionosphère et peuvent provenir de deux régions différentes de la magnétosphère.

Les cornets polaires, lieu où convergent les pieds des lignes de champ magnétique ouvertes sur la magnétogaine, constituent la première zone d'entrée vers l'ionosphère. Par piégeage magnétique autour des lignes de force, une partie des particules de la magnétogaine peut se projeter dans l'ionosphère. Les cornets polaires constituent une source d'ionisation non négligeable, notamment en région E où les particules viennent déposer leur énergie.

La deuxième source des particules projetées dans l'ionosphère est le feuillet de plasma. La projection au sol des lignes de champ connectées au feuillet définit deux ovales, l'un au nord et l'autre au sud. Ces ovales, dits auroraux, sont les lieux où naissent les aurores polaires, phénomènes lumineux associés aux précipitation de particules. Ils existent en permanence et permettent l'injection de plasma depuis la queue magnétosphérique vers l'ionosphère. L'intérieur de cet ovale (en moyenne compris entre 65° et 75° de latitude) est appelé la calotte polaire.

1.1.3.b Le couplage électromagnétique

Le couplage électromagnétique intervient d'une part par l'intermédiaire de courants électriques qui ferment les systèmes de courant magnétosphérique et ionosphérique, et d'autre part, par la reconnexion magnétique entre les champs magnétiques terrestre et interplanétaire. La projection du champ électrique magnétosphérique dans l'ionosphère entraîne la dérive du plasma de région F dans des mouvements de grande échelle, dits de convection, qui reflètent les conditions imposées par le vent solaire.

Conductivités ionosphériques - Courants alignés

Le mouvement des lignes de champ dans le plasma solaire entraîne l'apparition d'un courant électrique dans la magnétogaine. Celui-ci est projeté dans l'ionosphère le long des lignes de champ magnétique en donnant naissance aux courants de Birkeland (aussi appelés courants alignés) et se referme vers 100 km d'altitude (en région E), dans une zone de forte conductivité électrique perpendiculaire.

La vitesses relative entre les ions et les électrons se traduit par l'apparition d'une densité de courant \vec{J} reliée au champ électrique ambiant \vec{E} par l'expression (1.7).

$$\vec{J} = \sigma_P \vec{E}_\perp + \sigma_H \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} + \sigma_\parallel \vec{E}_\parallel \quad (1.7)$$

Dans cette équation, la densité de courant est décomposée en trois composantes : la composante de Pedersen dans la direction du champ \vec{E} , perpendiculairement à \vec{B} , la composante de Hall dans la direction perpendiculaire à la fois à \vec{E} et \vec{B} et la composante parallèle, dans la direction de

1. Contexte géophysique et expérimental

\vec{B} . L'équation (1.7) fait intervenir les conductivités associées à chacun de ces courants. Celles-ci dépendent des fréquences de collisions et des gyrofréquences et sont très sensibles aux variations de densité électronique. Notamment, ils sont fortement influencés la nuit par les précipitations de particules. De plus, les caractéristiques des collisions et la force du champ magnétique terrestre dépendent grandement de l'altitude. Plus on s'élève en altitude, moins il y a de collisions. On arrive alors à une situation où la conductivité parallèle augmente fortement, limitée seulement par le rôle des interactions coulombiennes que l'on ne peut alors plus ignorer.

Dans l'ionosphère, seule la région comprise entre 100 km et 140 km d'altitude présente de fortes conductivités perpendiculaires. En effet, en dessous, la densité électronique est trop faible et au dessus, les termes de collision deviennent trop faibles par rapport aux gyrofréquences respectives.

C'est donc en région E que peuvent circuler des courants horizontaux. Ils constituent l'électrojet auroral. Au dessus, les gyrofréquences augmentent et la conductivité parallèle devient importante permettant la circulation des courants de Birkeland. L'ensemble boucle par le bas les courants qui s'écoulent dans la magnétogaine et relie ainsi les deux milieux.

Reconnexion magnétique

Le plasma de la région F est lui aussi fortement couplé au plasma magnétosphérique. Ce couplage s'exprime en termes de dérive du plasma, dérive engendrée par la projection du champ électrique magnétosphérique.

Un modèle MHD idéal d'interaction entre les champs magnétiques interplanétaire et terrestre interdit tout échange de matière. La séparation des milieux se traduit par l'apparition d'une surface ou nappe de courant qui drape la magnétopause. Le courant y est très intense et peut s'avérer instable sous des conditions de forts gradients de champ magnétique. Lorsque la composante verticale B_z du CMI est dirigée vers le sud, l'un des modes possibles d'instabilité est le mode de déchirement qui aboutit à une rupture de la surface séparatrice et à une reconnexion des champs magnétiques. C'est le principe de magnétosphère ouverte proposé par Dungey (1961) qui montre qu'une telle configuration a une influence importante sur la forme de la magnétosphère et permet l'augmentation du flux entrant.

La reconnexion magnétique permet donc la connexion des lignes de force des deux champs et ainsi l'échange de particules entre les deux milieux. Cette reconnexion est généralement accompagnée d'événements sporadiques appelés événements à transfert de flux ou FTE ² (Russel

²pour *Flux Transfert Event*

et Elphic, 1979) consistant en une série d'apports de flux magnétique à des intervalles réguliers. Leur observation a d'ailleurs montré que la condition d'anti-parallélisme stricte n'est pas nécessaire à la reconnexion (Berchem et Russel, 1984).

Les hypothèses de la MHD idéale ne sont remises en cause qu'à proximité de point de reconnexion mais restent valables ailleurs. En particulier, l'hypothèse majeure du gel du champ implique que le champ magnétique entraîne le plasma dans un mouvement de convection dû à la pression du vent solaire. Le plasma s'écoule dans la direction antisolaire à haute latitude, entraîné par les lignes de force ouvertes poussées par le vent solaire. Ce mouvement crée un champ électrique $\vec{E}_M \propto -\vec{V}_{VS} \times \vec{B}_Z$ orienté du matin vers le soir pour un B_Z pointant vers le sud (le terme V_{VS} représentant la vitesse du vent solaire).

La forte conductivité électrique des lignes de champ projette ce champ dans l'ionosphère aurorale, en région F, où les mouvements du plasma traduisent les mouvements des pieds des lignes de champ. La convection est organisée par la projection \vec{E}_i du champ électrique magnétosphérique \vec{E}_M selon l'équation (1.8).

$$\vec{V}_i = \frac{\vec{E}_i \times \vec{B}_i}{B_i^2} \quad (1.8)$$

Dans l'équation (1.8), le terme \vec{B}_i représente le champ magnétique dans l'ionosphère. Le plasma est alors entraîné à la vitesse V_i dans un mouvement de dérive antisolaire essentiellement dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

Lorsque les lignes de champ ouvertes passent du côté nuit, elles sont étirées dans la queue magnétosphérique et peuvent se reconnecter pour former une ligne fermée et une ligne de champ libre, éjectée dans l'espace. La tension alors exercée sur le plasma l'entraîne dans un mouvement de retour vers le Soleil, sur les lignes de champ fermées et donc à plus basse latitude.

Convection ionosphérique

La convection du plasma de région F est donc contrôlée par le champ électrique projeté depuis la magnétosphère. Les conditions imposées par le vent solaire et en particulier l'orientation du CMI influent grandement sur ce champ électrique et donc, à terme, sur la convection ionosphérique.

Nous avons vu qu'une orientation sud de la composante B_Z mène à une configuration à deux cellules de convection tournant en sens opposé. Le plasma de région F s'écoule dans la direction antisolaire à haute latitude à travers la calotte polaire dans un régime imposé par le

1. Contexte géophysique et expérimental

vent solaire (lignes ouvertes) et dans la direction solaire à travers l'ovale auroral dans un régime magnétosphérique (lignes fermées). La figure 1.3b montre ce type de schéma de convection, contrôlé par la reconnexion du côté jour. Il s'accompagne d'un champ électrique dirigé du matin vers le soir à travers la calotte polaire et de deux champs en direction opposée aux latitudes aurorales.

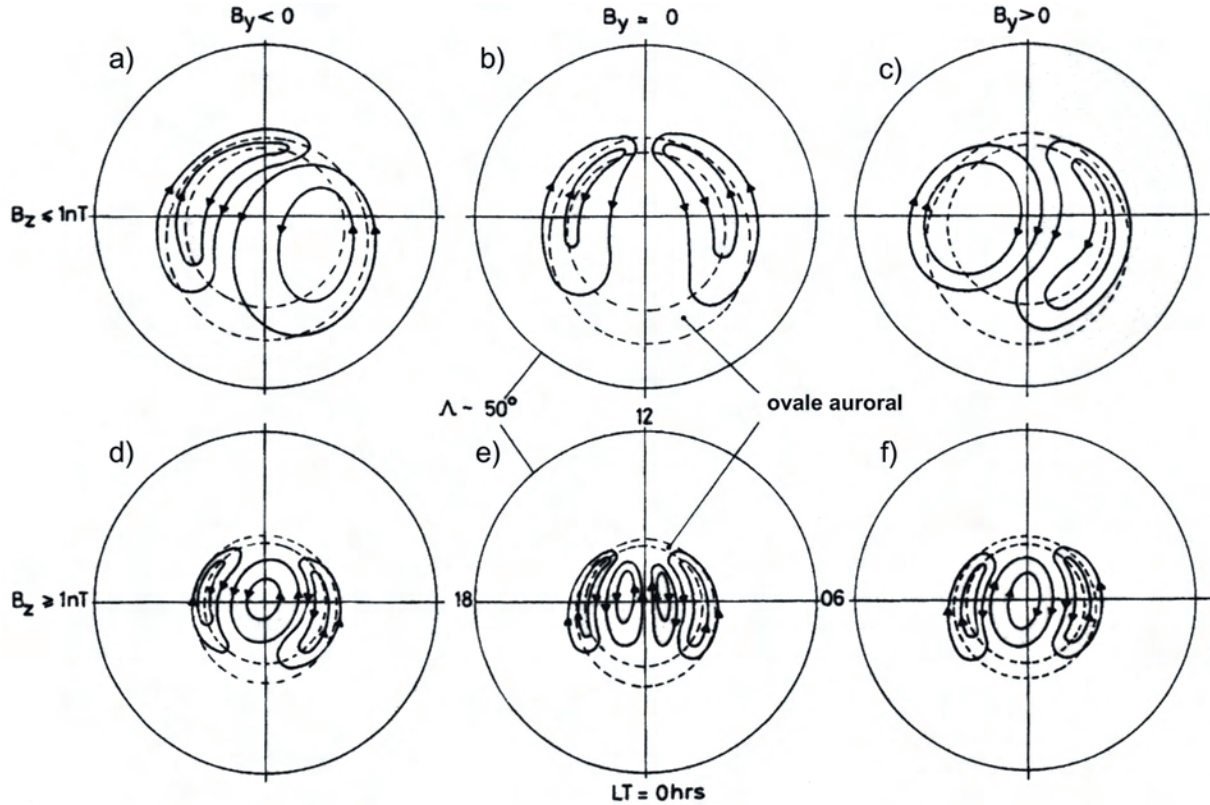


FIG. 1.3 – Les différents schéma de convection en fonction de l'orientation du CMI, d'après Cowley et Lockwood (1992). Dans ces figures, le Soleil est en haut.

A l'opposé, une configuration où la composante B_z est orientée vers le nord se traduit par un schéma plus complexe où la convection est moins ordonnée, moins rapide et confinée à des latitudes plus élevées (supérieures à 80°) que dans le cas d'un B_z sud (Moses et Reiff, 1994). On observe également à haute latitude, un flux de plasma, dit de convection inverse, s'écoulant vers le Soleil (Maezawa, 1976) accompagné par des flux de retour dans la direction antisolaire à plus basse latitude. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer le schéma de convection. Heppner et Maynard (1987) proposent un modèle à deux cellules déformées, Dungey (1963) ou Reiff et Burch (1985) proposent des modèles à plusieurs cellules. La reconnexion magné-

tique théoriquement impossible du côté jour, peut prendre place du côté nuit des cornets polaires (Dungey, 1963) et générer des cellules de convection. Les lignes de champ du CMI sont alors connectées à des lignes ouvertes dans les lobes de la queue magnétosphérique (Reiff, 1982).

L'influence des interactions visqueuses (Axford et Hines, 1961) doit également être prise en compte. D'une façon générale, on pense que les cellules de haute latitude, toujours sur des lignes de champ ouvertes sont contrôlées par la reconnexion magnétique aux lobes magnétosphériques alors qu'à plus basse latitude, les cellules sont formées par interaction visqueuse, le mouvement de retour associé étant dû à la pression exercée du côté nuit.

Cependant, les schémas de convection pour une composante B_Z nord du CMI sont toujours sujets à débat. D'après Reiff et Burch (1985), les schémas de convection peuvent présenter une ou deux cellules dues à la reconnexion du côté nuit selon la force de la composante B_Z . De plus, même lorsque la composante B_Z est orientée vers le nord, on peut avoir des configurations telles que la reconnexion s'établit au nez de la magnétopause et donne lieu à des cellules de convection, en particulier lorsque B_Z est faible et B_Y important (Maezawa, 1976).

Le schéma de convection dépend également des autres composantes du CMI. En particulier, la composante B_Y crée des dissymétries entre les cellules matin et soir (Cowley, 1981a). Heppner et Maynard (1987) montrent qu'une composante $B_Y > 0$ entraîne une augmentation de la cellule soir (figure 1.3c) et qu'un $B_Y < 0$ se traduit par une cellule matin plus importante (figure 1.3a). La direction de la dérive plasmique s'écarte également de la direction du Soleil (Reiff et Burch, 1985). La composante B_Y aurait également une influence sur le nombre de cellules de convection dans le cas d'un B_Z nord. D'après Reiff et Burch (1985), une composante B_Y faible se traduit par un schéma de convection à 4 cellules : 2 cellules dues à la reconnexion aux lobes et 2 cellules dues à des processus visqueux (figure 1.3e). Au contraire, une valeur élevée de B_Y induit un schéma de convection à trois cellules ; le sens de rotation de la cellule centrale dépendant de l'orientation de B_Y (figures 1.3d et 1.3f). La composante B_X , ainsi que l'inclinaison de l'axe du dipôle géomagnétique, influe aussi sur la convection en favorisant les dissymétries entre le côté jour et le côté nuit et entre hémisphères (Cowley, 1981b). Cowley et al. (1991) mettent en évidence un déplacement de la frontière entre lignes ouvertes et fermées et des zones aurorales dans la direction de B_X dans l'hémisphère sud et dans la direction opposée dans l'hémisphère nord.

Si l'orientation du CMI permet de décrire la convection ionosphérique comme une configuration, il est également important de prendre en compte l'évolution temporelle de la convection, d'une part parce que la direction du CMI est extrêmement variable sur une large gamme

1. Contexte géophysique et expérimental

d'échelles temporelle et d'autre part car la réponse de la convection n'est ni globale ni instantanée. Une reconfiguration du champ magnétique entraîne des effets importants sur l'ensemble du système magnétosphère-ionosphère. Lorsque le champ magnétique s'oriente vers le sud, la magnétopause se rapproche de la Terre du côté jour et le courant de queue de rapproche (Coroniti et Kennel, 1972). Ce type d'événement, appelé sous-orage, s'accompagne par une augmentation des courants alignés et une libération brutale d'énergie vers l'ionosphère. Cowley et Lockwood (1992) s'intéressent à l'aspect dynamique de la convection et montrent que la convection dominée par le couplage avec la magnétosphère du côté jour répond très vite aux variations du CMI (quelques minutes) alors que la partie contrôlée par la queue magnétosphérique ne s'adapte pas aussi rapidement (environ 1 heure après). Taylor et al. (1998) observent un retournement du B_Z du sud vers le nord et montrent l'apparition d'une convection inverse à haute latitude 2 minutes après et un retour à une configuration stable dans les 15 minutes. De même, des impulsions de pression associées à des discontinuités tangentielles de l'écoulement du vent solaire (discontinuités intrinsèques ou associées à des ondes de choc) ont des effets considérables sur le système magnétosphérique. Ils compriment la magnétopause, engendrent une augmentation du champ magnétosphérique et excitent des résonances azimutales des lignes de champ.

Les effets du couplage se font également ressentir au niveau de la thermosphère notamment à cause des collisions. Les collisions entre particules convectées et neutres, en engendrant des vents neutres, imposent une dynamique à la thermosphère et chauffent le gaz neutre par effet Joule. L'énergie déposée aux pôles se dissipe en partie en engendrant des mouvements périodiques de grande amplitude vers l'équateur : les ondes de gravité.

Le couplage qui lie la magnétosphère à l'ionosphère passe par différents mécanismes qui en régissent l'électrodynamique. La reconnexion magnétique, directement influencée par l'orientation du champ magnétique interplanétaire, les courants de Birkeland qui s'ouvrent dans le plasma de la magnétogaine ou les précipitations de particules, processus qui se répercutent au niveau du plasma ionosphérique, sont intimement liés au vent solaire et donc à ses variations, régulières ou sporadiques. L'impulsion et l'énergie du vent solaire sont à l'origine du mouvement global de convection du plasma ionosphérique dans les régions aurorales et régissent le fonctionnement de la magnétosphère. L'électrodynamique et, à moindre échelle, la chimie du plasma ionosphérique sont gouvernées par les conditions imposées par le vent solaire à la magnétopause. L'ionosphère reflète aussi les caractéristiques des diverses régions magnétosphériques projetées à basse altitude le long des lignes de champ magnétique. Newell et Meng (1992) ont ainsi déterminé les empreintes au sol de diverses régions magnétosphériques en s'appuyant sur les caractéristiques

des particules mesurées à l'aide de satellites orbitant à basse altitude. L'analyse des signatures ionosphériques permet donc l'étude à distance des régions magnétosphériques et de leurs réponses aux conditions imposées par l'activité solaire. L'accès à ces signatures peut se faire soit directement à l'aide de capteurs embarqués sur fusées ou satellites ou depuis le sol, par sondage électromagnétique. La propagation d'ondes électromagnétiques dans le milieu ionosphérique est très fortement influencée par la structure et les caractéristiques de l'ionosphère. Les interactions à différentes échelles entre ces ondes et le plasma qu'elles traversent jouent donc un rôle prépondérant dans la plupart des études de l'ionosphère.

1.2 La propagation des ondes HF dans le milieu ionosphérique

Les ondes qui se propagent dans le milieu ionosphérique interagissent avec les inhomogénéités rencontrées. Les effets de ces interactions dépendent en grande partie du rapport entre la taille caractéristique des gradients d'ionisation et la longueur d'onde.

Dans l'ensemble de ce mémoire, nous allons nous intéresser aux différentes échelles spatiales caractéristiques des variations de l'ionosphère.

Nous désignerons par grandes échelles les échelles de l'ordre de l'ionosphère elle-même et en particulier dans le cadre de SuperDARN, bien supérieures à la taille des volumes sondés. A grande échelle, le profil vertical d'ionisation impose dans l'ionosphère une variation lente et régulière de la densité électronique qui se traduit, pour les ondes HF (3-30 MHz), par une courbure de la trajectoire. L'influence de l'activité solaire sur la topologie des couches ionosphériques se répercute sur la trajectoire des ondes, donnant lieu à une diversité de parcours à travers les couches ionisées.

Les moyennes échelles décrivent ici les échelles comprises entre quelques centaines de mètres et la taille de la cellule radar. Les gradients d'ionisation de cette taille perturbe le parcours des ondes dans l'ionosphère et induisant des fluctuations de phase et d'amplitude.

A l'opposé, les interactions avec les irrégularités de petite échelle, de l'ordre de la longueur d'onde, mènent à la diffusion de l'onde. L'énergie incidente est redistribuée dans toutes les directions par les irrégularités qui, dans l'ionosphère, se forment à partir de structures plus grandes induites par le couplage magnétosphère/ionosphère et rendues instables par les conditions turbulentes du milieu.

La diffusion des ondes par les irrégularités de petite échelle constitue par ailleurs un moyen de diagnostic efficace de l'ionosphère. Elle est donc à la base du fonctionnement de bon nombres d'instruments qui, au travers de l'étude du plasma ionosphérique et de ses irrégularités, permettent la compréhension plus globale des phénomènes qui caractérisent les relations Soleil-Terre.

1.2.1 Réfraction et grandes échelles

La propagation d'ondes électromagnétiques dans les plasmas est impliquée dans de nombreux domaines de la physique, que ce soit la propagation des ondes de différentes natures dans

les plasmas naturels comme l'ionosphère, l'atmosphère solaire, les nébuleuses, le milieu interplanétaire ou dans les plasmas de laboratoire (décharges dans les gaz, plasma de fusion). La propagation en milieu plasma est un processus complexe de par la nature et les propriétés du milieu traversé. Les plasmas sont souvent inhomogènes ; ils induisent une dispersion en fréquence, leur comportement change à l'application d'un champ magnétique et des phénomènes de non-linéarité surviennent. La propagation y est contrôlée par plusieurs paramètres : la longueur d'onde mais aussi divers paramètres du plasma dans lequel l'onde se propage. La densité électronique, la fréquence de collisions, l'importance du champ magnétique éventuel contrôlent la valeur de l'indice de réfraction et les paramètres de la propagation.

1.2.1.a La propagation dans l'atmosphère terrestre

La propagation d'ondes depuis le sol dans l'atmosphère terrestre, et notamment dans la gamme des ondes HF (3-30 MHz), a largement contribué à la compréhension de l'ionosphère. En particulier, la capacité de l'ionosphère à réfléchir les ondes HF permit à Marconi de réaliser la première communication transatlantique en 1901. Kennely, aux États-Unis et Heaviside, en Angleterre, fournirent indépendamment l'explication en invoquant l'existence d'une couche conductrice permanente : la couche E.

La réflexion des ondes HF sur les couches ionisées de l'ionosphère permet d'atteindre des points éloignés, hors de portée des autres modes de propagation, et trouve donc des applications importantes, notamment en matière de communication à longue distance. Selon la fréquence de l'onde émise et l'angle d'incidence, celle-ci va se réfléchir à des altitudes plus ou moins élevées dans l'ionosphère. Le trajet de l'onde jusqu'au point de réception englobe donc une part de propagation dans l'atmosphère neutre et une part de propagation dans le plasma ionosphérique. Dans ces deux milieux l'indice de réfraction, ou indice optique, varie en suivant les caractéristiques des régions rencontrées par l'onde. Bien que l'ionosphère soit la région la plus importante lorsque l'on s'intéresse à ce genre de problèmes, la partie neutre de l'atmosphère joue également un rôle. L'atmosphère terrestre est un milieu non uniforme qui va engendrer des perturbations de l'indice et donc de la propagation. En particulier, la troposphère est une région où existent des gradients de température, de pression et d'humidité qui engendrent des variations turbulentes de l'indice optique.

À des altitudes plus élevées, l'ionosphère joue un rôle primordial sur la propagation des ondes. Son influence sur la propagation s'organise principalement selon le profil vertical de densité électronique qui impose un profil d'indice de réfraction. Les différentes couches ionosphériques agissent différemment sur les ondes en fonction de leurs caractéristiques et les gammes

de fréquences utilisées. Par exemple, la couche D agit comme un guide d'onde à très basse fréquence alors que dans la gamme HF, elle n'influence que très peu la propagation. En dessous de 3 MHz, les ondes sont très absorbées par l'ionosphère, notamment la journée pendant laquelle l'ionisation est la plus importante.

1.2.1.b Trajectoire dans l'ionosphère

La théorie de la propagation des ondes dans les plasmas s'est construite grâce aux contributions de nombreux scientifiques depuis les années 1920 et est connue sous le nom de théorie magnéto-ionique. Elle est basée sur la résolution des équations de Maxwell sous forme d'ondes planes permettant de déduire la relation de dispersion du milieu. Celle-ci permet de remonter aux paramètres de la propagation comme l'indice de réfraction, le vecteur d'onde et la vitesse de phase de l'onde. L'expression de l'indice de réfraction dans un plasma prenant en compte l'effet des collisions et d'un champ magnétique est donnée par la relation (1.9).

$$n^2 = \left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 - \frac{X^2}{1 - iZ - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1-X-iZ)} \pm \left[\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{4(1-X-iZ)} + Y^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}} \quad (1.9)$$

L'équation (1.9) est connue sous le nom d'équation de Appleton-Hartree. Le terme θ est l'angle d'incidence, il représente l'angle entre la direction de propagation et la direction du champ magnétique. Les termes X , Y et Z sont des grandeurs sans dimension, déterminées à partir des rapports entre la fréquence plasma ω_p , la fréquence cyclotron ω_B , la fréquence de collisions ν et la fréquence de l'onde³.

$$X = \omega_p / \omega \quad (1.10)$$

$$Y = \omega_B / \omega \quad (1.11)$$

$$Z = \omega / \nu \quad (1.12)$$

L'équation (1.9) montre que l'indice de réfraction est complexe. Sa partie réelle détermine la propagation de l'onde alors que sa partie imaginaire entraîne une atténuation de l'onde à mesure qu'elle se propage par l'intermédiaire d'un coefficient d'atténuation réel appliqué à l'amplitude.

Dans les régions élevées de l'ionosphère, la fréquence de collisions est en général négligeable ($\nu \ll \omega$). Par exemple, pour une fréquence de 10 MHz, on estime que l'on peut négliger l'effet des collisions à partir de 80 km d'altitude (Millman, 1974). Dans ce cas, le terme Z de l'équa-

³Les équations qui suivent impliquent en fait les fréquences angulaires. Dans la mesure où la propagation dépend de rapports sans dimension, ces termes seront désignées par "fréquences" dans le texte.

tion de Appleton-Hartree (1.9) s'annule et l'indice devient purement réel. Négliger l'effet des collisions revient donc à négliger l'atténuation de l'onde.

De même, on peut en première approximation négliger l'influence du champ magnétique si $\omega \gg \omega_B$. Cette approximation, dite haute fréquence, réduit l'expression de l'indice de réfraction à la forme (1.13).

$$n^2 = 1 - X^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.13)$$

Une onde sous incidence normale se propage dans le milieu seulement si l'indice de réfraction est réel, c'est à dire, si la fréquence de l'onde incidente ω est supérieure à la fréquence plasma ω_p du milieu. Dans le cas contraire, l'onde est évanescence et est réfléchi à l'entrée du milieu. La fréquence plasma joue donc le rôle d'une fréquence de coupure, n'autorisant que la propagation des ondes de fréquences suffisamment élevées.

Les variations d'ionisation verticales et lentes, à grande échelle, imposent aux ondes un effet de réfraction. Leur trajectoire se courbe peu à peu vers la Terre et peut éventuellement retourner vers le sol. Cet effet est d'autant plus important que la fréquence de l'onde est proche de la fréquence plasma. Il affecte donc plus particulièrement les fréquences de l'ordre de 10 MHz. Au delà de 50 MHz, les effets de la réfraction deviennent négligeables et les ondes traversent l'ionosphère pratiquement sans déviation.

Les techniques pour déterminer la trajectoire d'une onde dans une ionosphère réaliste sont nombreuses, depuis la simple loi de Snell appliquée à une succession de couches homogènes censées représenter les variations de l'ionosphère, jusqu'à des techniques analytiques complexes prenant en compte la nature continue du milieu. Ces techniques, dites de tracé de rayon, permettent la détermination pas à pas de la trajectoire de l'onde dans un profil de densité électronique donné en résolvant l'équation de dispersion en chaque point. Elles sont donc associées à des modèles d'ionosphère prenant en compte différents paramètres et en particulier, les collisions, le champ magnétique et les différentes couches ionosphériques. La diversité des paramètres à prendre en compte rend ces modèles d'autant plus complexes. A grande distance, il importe aussi tenir compte de la sphéricité de la Terre et de la courbure de l'ionosphère. De nombreux modèles prennent également en compte des gradients horizontaux tels que ceux induits par la transition matin/soir, les variations en latitude et longitude, les ondes de gravité, où des perturbations engendrées par les fluctuations de l'activité solaire.

D'une façon générale, la propagation des ondes HF dans l'ionosphère est contrôlée principalement par le profil d'ionisation. La figure 1.4 illustre schématiquement la diversité des chemins

1. Contexte géophysique et expérimental

de propagation et les zones de diffusion cohérente possibles (nous reviendrons sur la diffusion par l'ionosphère dans la partie 1.2.4). Les trajets en un ou plusieurs rebonds par réflexion sur les couches E ou F sont désignés par les termes du type nE ou nF , où n est le nombre de rebonds. En arrivant au sol, les ondes peuvent être soit diffusées vers l'arrière, soit réfléchies et continuer leur chemin vers l'avant. De même, si une partie de l'énergie est réfléchie par l'ionosphère, une autre partie peut être rétrodiffusée et repartir vers l'arrière. Les termes $n\frac{1}{2}E$ et $n\frac{1}{2}F$ représentent ce type de propagation, associée à une rétrodiffusion en région E ou F après n rebonds.

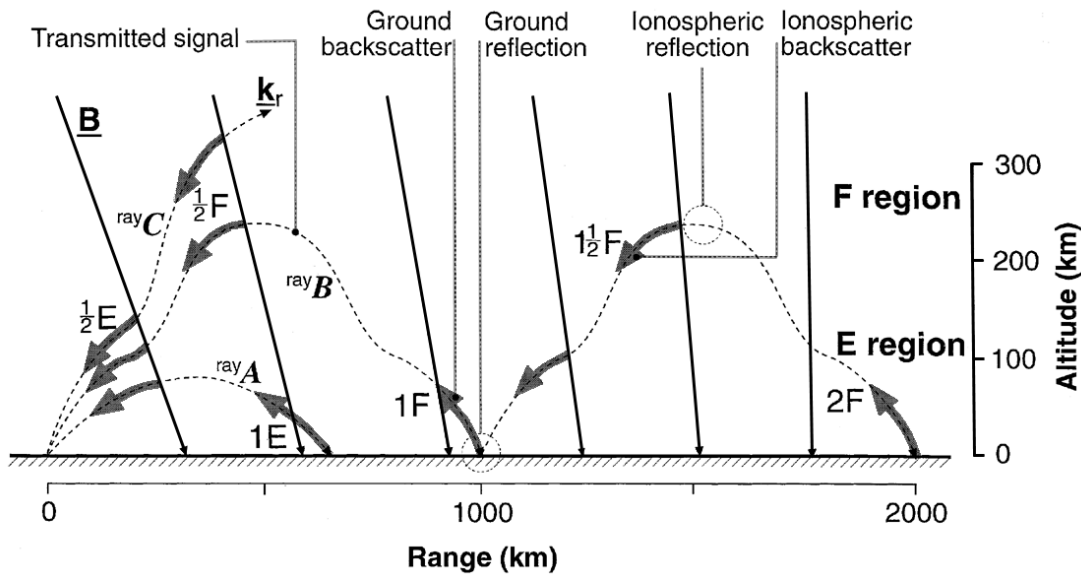


FIG. 1.4 – Illustration des différents chemins de propagation HF entre les couches E et F ; d'après Milan et al. (1997).

La figure 1.4 donne 3 exemples de rayons se propageant à travers les couches ionosphériques pour différentes élévations. Pour le rayon A, émis avec une faible élévation, une partie de l'énergie est rétrodiffusée par la couche E ($\frac{1}{2}E$), une partie est réfléchie par la couche E puis diffusée par le sol (1E). La rayon B, émis avec un angle d'élévation plus important, se propage à travers les régions E et F où il est partiellement rétrodiffusé ($\frac{1}{2}E$ et $\frac{1}{2}F$). La partie réfléchie par la couche F donne lieu à une diffusion par le sol (1F) et éventuellement, la propagation se poursuit vers l'avant où les mêmes phénomènes sont possibles ($1\frac{1}{2}F$, 2F). Le rayon C est émis avec un angle d'incidence trop important pour que la réflexion soit possible. Ainsi, il ne permet que des diffusions ionosphériques ($\frac{1}{2}E$ et $\frac{1}{2}F$).

Ainsi, les ondes HF peuvent se propager à travers les couches E et F de différentes manières en impliquant éventuellement des réflexions au sol. Cette dégénérescence des trajectoires se

manifeste principalement par une atténuation des signaux reçus. En effet, au point de réception, le signal est la combinaison d'ondes ayant des chemins et des temps de propagation différents, donc non nécessairement en phase. De même, les ondes arrivant en un point en même temps peuvent avoir été émises avec des angles d'incidence différents.

Des changements d'altitude, de période de la journée ou de l'année, des variations en latitude mènent à des conditions de propagation différentes. Si les propriétés plasmiques de l'ionosphère permettent la propagation trans-horizon des ondes HF, celles-ci subissent en contrepartie l'influence de l'ionosphère et de ses variations. Les variations aléatoires de polarisation de l'onde imposées à la réflexion au sol ou sur l'ionosphère ainsi que la combinaison d'ondes ayant emprunté des chemins différents entraînent un affaiblissement des ondes. L'onde subit également des pertes à cause des collisions via l'absorption d'une part de l'énergie, à cause des réflexions au sol et à cause de l'élargissement du front d'onde avec la distance.

Outre l'influence des variations régulières de l'ionosphère, la propagation reflète les variations aléatoires imposées par l'activité solaire. Notamment, la couche E dite sporadique, amas de surdensité très fin qui se forme en région E peut réfléchir les ondes incidentes. Les phénomènes connus sous le terme de SID⁴ qui regroupe les effets dus aux flux de radiations X émises pendant les éruptions solaires affectent la structure de l'ionosphère, notamment la région D et peuvent entraîner une absorption importante des ondes, variable en latitude. De même l'absorption augmente dans les calottes polaires à cause des effets des protons qui accompagnent les grandes éruptions ; on parle alors de PCA⁵. Enfin, l'ionosphère suit le cycle des orages magnétosphériques qui favorisent l'apparition de turbulence, en particulier en région F.

L'apparition de turbulence dans le plasma ionosphérique s'accompagne de la formation de gradients d'ionisation de petite échelle spatiale (jusqu'à quelques mètres) au travers de mécanismes d'instabilité de plasma. Les gradients ou irrégularités de densité électronique ainsi formés diffusent les ondes de longueur d'onde comparable à leur extension spatiale.

1.2.2 La turbulence ionosphérique et ses sources

L'ionosphère est le siège de fluctuations de vitesse et de gradients de densité d'ionisation qui apparaissent dans une très vaste gamme d'amplitudes et d'échelles spatiales. Ces irrégularités, dont les tailles caractéristiques varient du millier de kilomètres à quelques centimètres, font de l'ionosphère une région turbulente à presque toutes les latitudes, longitudes et altitudes. Les

⁴pour *Sudden Ionospheric Disturbances*

⁵pour *Polar Cap Absorption*

1. Contexte géophysique et expérimental

caractéristiques des irrégularités ionosphériques et des mécanismes qui leur donnent naissance dépendent fortement de l'altitude, de la taille des irrégularités et de la latitude. En effet, depuis la basse couche E jusqu'à la magnétosphère, la densité électronique, les collisions et les températures caractéristiques du plasma varient de plusieurs ordres de grandeur donnant lieu à des comportements plasmiques différents.

Les irrégularités ont été observées en région E depuis les calottes polaires jusqu'aux latitudes équatoriales et présentent les amplitudes les plus importantes en zones aurorales et équatoriales. En région F, elles présentent une gamme d'amplitudes et d'échelles spatiales plus vaste qu'en région E. Les irrégularités ionosphériques sont associées aux courants électriques et aux dérives plasmiques qui en découlent. Aux latitudes équatoriales, ces courants sont induits par l'effet dynamo engendré par les vents neutres, et en zones aurorales, par l'effet dynamo dû au couplage entre le vent solaire et la magnétosphère. A haute latitude, la structure de la densité électronique est beaucoup plus dynamique qu'en région équatoriale. Cette dynamique importante des gradients d'ionisation et des champs électriques rend l'interprétation des mesures plus délicate. Les irrégularités de région F remplissent la calotte polaire et apparaissent surtout du côté nuit. En zones aurorales, les structures de grande échelle, supérieure à 10 km, sont contrôlées par les phénomènes de perte, de production et de transport d'ionisation. La formation de vastes régions de surdensité et leur transport par la convection ionosphérique joue un rôle fondamental sur la structure des irrégularités. Les structures de petite échelle (< 10 km) prennent naissance au travers de plusieurs mécanismes comme les précipitations de plasma dans les cornets polaires mais surtout au travers de mécanismes d'instabilité de plasma qui les forment à partir d'irrégularités de quelques kilomètres.

Les irrégularités d'ionisation sont alignées et étirées le long du champ géomagnétique. Ces irrégularités en forme de tube sont de plus allongées dans la direction Est-Ouest (Rino et al., 1978). Elles dérivent principalement de processus électrostatiques et des mesures ont montré des variations de densité électronique, jour et nuit, de 1 % dans la gamme d'échelles comprises entre 1 m et 15 m et de l'ordre de 10 à 20 % dans la gamme des 30-300 m (essentiellement la nuit), accompagnées de fluctuations du champ électrique de 10 à 20 mV.m⁻¹ (Fejer, 1996).

Elles ont un rôle important dans la redistribution de l'énergie et de l'impulsion du plasma ionosphérique et imposent des fluctuations de phase et d'amplitude aux ondes qui traversent ces régions. Elles prennent également une part importante dans le diagnostic de l'électrodynamique et des processus turbulents 2D qui caractérisent l'ionosphère. Dans la présentation des irrégularités ionosphériques qui suit, nous nous concentrerons sur la description du plasma de région F

à haute latitude. Elle s'appuie sur les revues des irrégularités ionosphériques faites par Fejer et Kelley (1980), Keskinen et Ossakow (1983a) et Tsunoda (1988).

1.2.2.a Irrégularités de grande échelle

Les mécanismes liés à l'activité solaire et à son couplage avec l'environnement terrestre sont à l'origine de la formation de vastes régions de surdensité dans l'ionosphère de haute latitude. Ces régions se traduisent par l'observation de structures dont la taille peut atteindre le millier de kilomètres. En général, en dessous de 10 km, les irrégularités sont dites de petite échelle. Nous allons passer succinctement en revue les principales structures de grande échelle observées dans l'ionosphère.

Des régions de plusieurs centaines de kilomètres où l'ionisation dépasse celle du milieu ambiant d'un facteur 3 à 10 sont régulièrement observées pendant 2 à 3 heures. Ces structures, d'abord observées par Hill (1963), sont appelées *patches*. Elles constituent les structures les plus grandes observées dans l'ionosphère. Les *patches* sont formés par détachement de plasma depuis les latitudes subaurorales du côté jour, plus fortement ionisées par le rayonnement solaire. Le détachement de ces régions est supposé être relié à l'orientation du CMI au travers de courants électriques intenses capables d'entraîner le plasma. Par exemple, un retournement de la composante B_z vers le sud se traduit au niveau de l'ionosphère par une expansion de la calotte polaire et l'application d'un fort champ électrique vers l'Est. Ainsi, sous l'action de la dérive en $\vec{E} \times \vec{B}$, du plasma est transporté des basses latitudes vers la calotte polaire. Une fois le *patch* injecté, celui-ci peut être détaché par le retrait du champ électrique, suite, par exemple, à un retournement vers le Nord de B_z . D'autres interprétations de la formation des *patches* impliquent la composante B_Y (Rodger et al., 1994) et des variations de champ électrique pour expliquer le transport du plasma depuis les zones subaurorales vers les calottes polaires. Une fois formés, les *patches* sont convectés par les champs électriques et éventuellement déformés par la convection. En particulier, les *patches* compris entre deux vortex vont être étirés en longitude par les flux convectifs. Ainsi on observe des structures, appelées *blob* restreintes en latitude sur des échelles d'une centaine de kilomètres mais très allongés en longitude (jusqu'à 12 heures en temps magnétique local), et en général localisées près de la frontière équatoriale des calottes polaires.

Par ailleurs, les précipitations de particules de basse énergie (< 500 keV), reliées à l'activité solaire, sont à l'origine de la formation d'arcs auroraux qui affectent la haute atmosphère entre 100 et 200 km d'altitude du côté jour et entre 90 et 150 km du côté nuit. Les précipitations se traduisent par un accroissement de l'ionisation en région E et en région F qui donne lieu à des

1. Contexte géophysique et expérimental

structures de surdensité (environ $2 \cdot 10^5 \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$) de grande échelle. Elles influent également sur la conductivité et donc sur la fermeture des courants et la convection (Zhu et al., 1997). Les arcs auroraux sont localisés dans les régions où des courants vers le haut circulent, régions associées aux régions de forts cisaillements de vitesse ou de retournement de convection. Les précipitations de particules de basse énergie peuvent également accroître significativement les taux de pertes de l'ionosphère de façon intermittente. Ainsi se forment localement des trous de densité, en général localisés sur la frontière polaire de l'ovale auroral et associés à de forts champs électriques.

D'un façon générale, selon les conditions imposées par l'activité solaire, les structures de grande échelle sont de nature différente. Ainsi, la calotte hivernale présente préférentiellement des arcs alignés si B_Z est dirigé vers le Nord et des *patches* si B_Z est dirigé vers le Sud (Tsunoda, 1988).

A ces structures de grande échelle, il faut rajouter celles induites par les perturbations de la magnétosphère projetées dans l'ionosphère ainsi que les irrégularités produites par l'activité onde, intense dans ces régions et capables d'engendrer des irrégularités de l'ordre de 10 km. L'ionosphère présente également des fluctuations quasi-périodiques de densité et de température, entre 100 et 1000 km, qui se déplacent vers l'équateur (Hunsucker, 1982, par exemple). Ces fluctuations sont la manifestation ionosphérique des ondes de gravité atmosphériques (Hines, 1960). Elles prennent naissance soit au travers du chauffage Joule et des forces de Lorentz associés dans l'électrojet auroral, soit au travers de précipitations intenses.

1.2.2.b Irrégularités de petite échelle

Il existe plusieurs mécanismes de génération d'irrégularités de petite échelle (100 m) à haute latitude. Ils impliquent le jeu croisé d'instabilités de plasma, de turbulence électrostatique, de la convection, des effets neutres et chimiques de la thermosphère et des précipitations de particules.

Les flux localisés et structurés de particules de basse énergie (0.1-1 keV) peuvent ioniser localement le plasma de région F (Rees, 1963) et élever la densité électronique à un niveau 2 à 10 fois supérieur au niveau ambiant. Les surdensités de plasma reflètent alors la structure temporelle et spatiale de ces flux. Dyson et Winningham (1974), par exemple, montrent une forte corrélation entre les structures de flux de particules et la densité électronique dans le cornet polaire. Kelley et al. (1982) montrent que la précipitation de particules en région F crée des structures d'ionisation de l'ordre de la dizaine de kilomètres qui ont des temps de vie suffisant pour être convectés en dehors des régions de précipitations. Ces structures peuvent évoluer vers un état instable et

générer sur leur bord, là où les gradients sont les plus importants, des mécanismes d'instabilité de plasma produisant des irrégularités de moyenne échelle (de quelques kilomètres à quelques mètres).

Les irrégularités de petite échelle trouvent également naissance par mélange turbulent du plasma magnétosphérique, perpendiculairement au champ magnétique. Kelley et Kintner (1978) montrent en effet que le spectre de puissance des vitesses turbulentes associé à l'écoulement du plasma magnétosphérique est en accord avec la théorie de la turbulence dans les fluides et les plasmas magnétisés. Cette turbulence est transmise au plasma ionosphérique par l'intermédiaire des champs électriques, via les lignes de champ. Sous l'action de ces champs électriques très irréguliers (spatialement et temporellement), les phénomènes convectifs mélangent le plasma et créent des structures d'échelles diverses, notamment à proximité des zones de cisaillement de vitesses et de retournement de convection où les variations sont importantes.

Cependant, la source principale des irrégularités de petite échelle est liée aux multiples instabilités de plasma qui peuvent se développer dans l'ionosphère aurorale. Les sources d'énergie libre qui permettent le développement de ces instabilités sont diverses : gradients de densité ou de température, courants alignés ou perpendiculaires au champ, champs électriques, cisaillements de vitesses... Ces mécanismes affectent les irrégularités de grande échelle (10 km), surtout sur leur bord où les gradients sont importants et développent des structures dont les tailles sont comprises entre une dizaine de kilomètres et des échelles inférieures au rayon de Larmor (échelle la plus petite associée à la dissipation visqueuse).

On décrit en général par une théorie fluide les instabilités de plasma qui affectent les échelles supérieures au rayon de Larmor et par une théorie cinétique les micro-instabilités qui concernent les longueurs d'ondes inférieures au rayon de Larmor. Dès que l'amplitude de ces instabilités atteint un certain seuil, des processus non-linéaires apparaissent et en limitent la croissance. Ce transfert d'énergie vers d'autres modes se traduit par une cascade vers les plus petites échelles. Ainsi se sont développées de nombreuses théories non-linéaires ou hybrides permettant l'étude de turbulence faible et forte. Keskinen et Ossakow (1982), par exemple, montrent qu'un régime non-linéaire de l'instabilité de dérive aboutit à la création d'irrégularités d'échelles comprises entre 1 km et 10 m.

1.2.2.c Instabilités de plasma

Les mécanismes d'instabilité sont nombreux et leur origine, leur seuil de déclenchement et leur taux de croissance dépendent des conditions qui leur donnent naissance. L'altitude et

l'angle d'aspect jouent un rôle fondamental dans la détermination de leurs caractéristiques. Les principaux mécanismes d'instabilité à haute latitude vont être décrits, en commençant par ceux qui génèrent les irrégularités de plus grande échelle.

Instabilité en champs croisés

L'instabilité en champs croisés ou instabilité $\vec{E} \times \vec{B}$, ou encore de dérive de gradient, d'abord mise en évidence par Simon (1963) et Hoh (1963), est l'un des processus primordiaux de création d'irrégularités de petite échelle en zones aurorales. Elle est excitée dans un plasma inhomogène présentant un gradient de densité et des dérives ioniques et électroniques différentes, perpendiculaires au gradient. Elle se développe donc sur les flancs des irrégularités de grande échelle. Dans l'ionosphère aurorale, elle génère des structures comprises entre quelques kilomètres et la dizaine de mètres (Keskinen et Ossakow, 1982) qui engendrent une cascade vers les petites échelles. Des observations (Vickrey et al., 1980) ont montré que ces structures sont convectées par le plasma et peuvent ainsi être observées en dehors des régions sources.

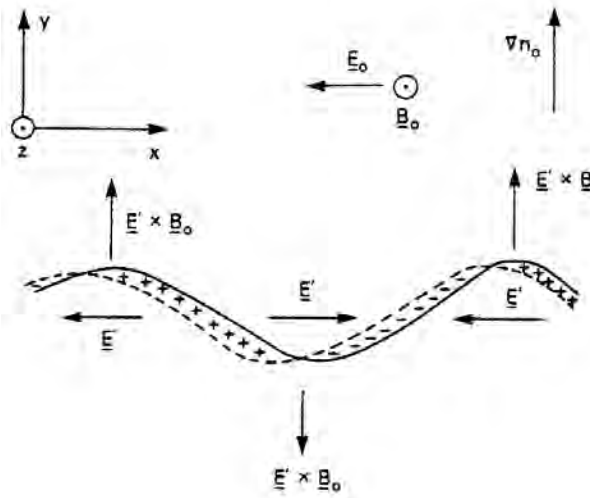


FIG. 1.5 – Mécanisme de l'instabilité en champs croisés, d'après Keskinen et Ossakow (1983a).

La figure 1.5 montre le principe du mécanisme physique de cette instabilité. Le gradient ∇n_0 est dirigé vers le haut, le champ électrique \vec{E}_0 vers la gauche et le champ magnétique \vec{B}_0 est dirigé vers le lecteur. La ligne en trait plein représente la perturbation initiale associée au gradient. Au premier ordre, le plasma est entraîné dans une dérive dirigée selon $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$ qui entraîne l'ensemble du plasma vers le haut. Cependant, la configuration est instable. La dérive de Pedersen des ions, laissant derrière elle les électrons magnétisés, crée une séparation de charges

dans la direction du champ, comme le montre la ligne en trait pointillé. Celle-ci s'accompagne de champs de polarisation de rappel E' qui tendent à s'y opposer, ils engendrent une dérive supplémentaire en $\vec{E}' \times \vec{B}_0$ qui accentue la perturbation initiale. Par ailleurs, les processus de diffusion et de recombinaison s'opposent à la croissance de l'instabilité.

Instabilité *current convective*

L'instabilité dite *current convective* est un couplage entre un gradient de densité et des courants électriques alignés au champ magnétique. Elle fut tout d'abord étudiée dans les plasmas de laboratoires par Lehnert (1958) qui montra que lorsque le gradient de densité ∇n_0 est en sens opposé à la dérive $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$, configuration pour laquelle l'instabilité en champs croisés est inopérante, un courant aligné peut déclencher une instabilité. Le mécanisme de base de cette instabilité est identique à celui de l'instabilité en champs croisés. La figure 1.6 illustre le principe l'instabilité. Le champ magnétique \vec{B}_0 est cette fois dirigé vers le bas et \vec{E}_0 vers la gauche. La dérive $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$, dirigée vers le lecteur, est donc en sens opposé au gradient.

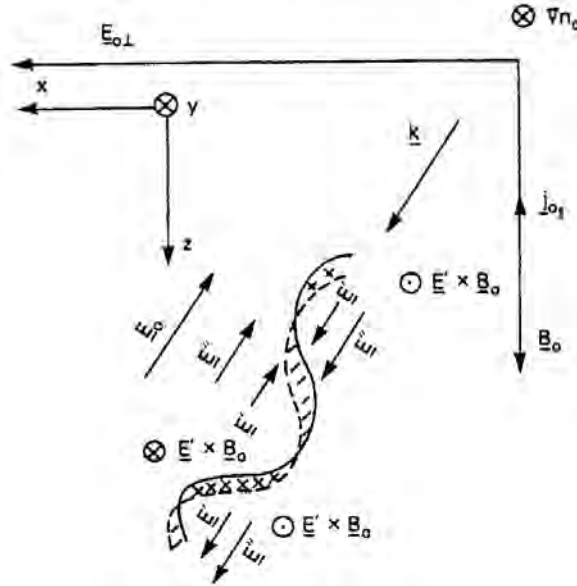


FIG. 1.6 – Mécanisme de l'instabilité *current convective*, d'après Keskinen et Ossakow (1983a).

Ici, la composante du courant alignée au champ entraîne une dérive relative entre les ions et les électrons, antiparallèle au champ \vec{B}_0 . Ce déplacement, projeté sur la direction du gradient se traduit par une séparation de charges et l'apparition de champs de rappel \vec{E}' . Si le mouvement induit est plus important que celui dû à la dérive Pedersen, en sens opposé, alors le champ résultant \vec{E}' déplace les régions surdenses et sous-denses en amplifiant la perturbation initiale. Dans l'io-

1. Contexte géophysique et expérimental

mosphère, Vickrey et al. (1980) ont montré expérimentalement l'efficacité de ce mécanisme en montrant une relation directe entre l'existence de courants alignés et la présence d'irrégularités de grande et moyenne échelles.

Instabilité cyclotronique ionique

L'instabilité cyclotronique ionique est elle aussi engendrée par le système de courants alignés. Elle a d'abord été étudiée par Drummond et Rosenbluth (1962) dans un plasma sans collision. Le courant parallèle à \vec{B}_0 peut exciter une onde cyclotronique ionique par des effets dissipatifs dus aux collisions entre électrons et neutres, onde qui se propage perpendiculairement à \vec{B}_0 . Kindel et Kennel (1971) appliquent cette théorie à l'ionosphère aurorale à haute altitude, où le plasma est faiblement collisionnel, puis Chaturvedi (1976) montre que les courants rencontrés sont suffisants pour déclencher l'instabilité et engendrer, en région F, des irrégularités de quelques centaines de mètres. Elle est limitée en altitude par le rôle des collisions ions-neutres.

Instabilité *temperature gradient drift*

Elle a été mise en valeur par Kadomtsev (1965) avec une analyse cinétique puis par Coppi et Mazzucato (1971) avec une analyse bi-fluide. Elle nécessite un gradient de densité et un gradient de température en sens opposé, tous deux perpendiculaires à \vec{B}_0 . Hudson et Kelley (1976) l'ont appliquée à l'ionosphère aurorale où elle génère des irrégularités de quelques centaines de mètres.

Instabilité Kelvin-Helmholtz

Les cisaillements de vitesse perpendiculaires à \vec{B}_0 à l'interface entre deux fluides en mouvement relatif sont une source d'énergie dans la magnétosphère et l'ionosphère (D'Angelo, 1973; Kelley et Carlson, 1977). Les instabilités qu'elles déclenchent sont associées aux arcs et structures aurorales. Elle a été adaptée à l'ionosphère par Hallinan et Davis (1970). Ce type d'instabilité forme des irrégularités de taille inférieure à celle du gradient initial qui prennent la forme de vortex, typiquement de l'ordre de 5 km.

Ondes de dérive

Les gradients perpendiculaires au champ magnétique peuvent donner lieu à l'apparition de courants diamagnétiques perpendiculaires à \vec{B}_0 et au gradient. Le long de ces courants, des oscillations collectives du plasma, dites ondes de dérive, peuvent prendre naissance. Elles se traduisent

par le transport anormal de la matière et de l'énergie le long des gradients, transport qui peut surpasser le transport par collision. De nombreuses instabilités peuvent alors être déclenchées selon la taille des gradients qui les initient ; elles ont été décrites par Kadomtsev (1965) et Mikhailovsky (1974).

Autres sources d'instabilités

D'autres types d'instabilité peuvent se déclencher dans l'ionosphère. Par exemple, sous l'influence de fortes dérives plasmiques $\vec{E} \times \vec{B}$, l'échange de charges entre ions et neutres peut engendrer des distributions anisotropes de vitesse ionique en région F. Ott et Farley (1975) montrent que ces distributions peuvent développer une instabilité, de type Post-Rosenbluth (Rosenbluth et Post, 1965), excitée pour des tailles de 10-20 cm.

Les instabilités décrites précédemment s'appliquent principalement à la région F aurorale. Si l'on veut décrire les irrégularités de région E, irrégularités de quelques cm à quelques centaines de mètres engendrées dans l'électrojet auroral, il faut tenir compte d'autres types d'instabilités. En particulier, l'instabilité Farley-Buneman, basée sur l'instabilité à 2 faisceaux due à un courant électronique de Hall, est responsable d'une grande part des irrégularités. Celle-ci a été invoquée pour expliquer la formation de petite irrégularité dans la calotte polaire (Olesen et al., 1976). En région E, les électrons, sous l'impulsion d'une dérive de Hall, forment un flux à travers les ions, non magnétisés (en région F, ions et électrons sont magnétisés et l'instabilité est inopérante). Elle se déclenche en région E lorsque la dérive relative entre les ions et les électrons dépasse la vitesse acoustique ionique. La formation des irrégularités de plus grande taille en région E est attribuée à l'instabilité en champs croisés. Cependant, les caractéristiques du plasma variant avec l'altitude, la source d'énergie pour cette instabilité est cette fois un courant de Hall.

La compréhension des mécanismes de formations et des caractéristiques des irrégularités de l'ionosphère est le résultat de nombreuses études sur l'ionosphère. Jusqu'à l'avènement de l'ère spatiale, les moyens d'analyse de l'ionosphère et des irrégularités se limitaient aux sondages électromagnétiques depuis le sol. L'étude des irrégularités démarre en région E équatoriale avec Eckerkey (1937) et en région F avec Berkner et Wells (1934). Ils utilisent le principe de l'ionosonde et la réflexion des ondes sur les couches ionosphériques de fréquence plasma proche de la fréquence émise. Depuis, cette époque, les moyens d'analyse ont évolué jusqu'à des mesures in-situ par des fusées (Olesen et al., 1976, par exemple) ou des satellites orbitant à basse altitude (Dyson, 1969; Dyson et al., 1974, par exemple) et permettant la mesure directe de paramètres comme la densité électronique ou les champs électriques. Cependant, les techniques de sondages

par radar continuent toujours à être utilisées intensivement pour l'étude des irrégularités à différentes échelles.

1.2.3 Effet des moyennes échelles

La propagation des ondes dans l'ionosphère est encore aujourd'hui un domaine d'intérêt important pour les scientifiques. En effet, elle est impliquée dans les études à distances, depuis le sol, des diverses régions de l'environnement terrestre, notamment l'ionosphère. Les problèmes liés à la propagation des ondes à travers l'ionosphère jouent un rôle considérable dans les communications entre les satellites et les stations de réception au sol. L'ionosphère affecte ces communications et peut induire des effets indésirables dont les conséquences impliquent des enjeux qui dépassent le domaine scientifique, notamment en matière de communication par satellite et de positionnement GPS.

Les signaux des étoiles ou des satellites, en se propageant à travers les couches turbulentes de l'ionosphère, interagissent avec les irrégularités d'ionisation de moyenne échelle et subissent des fluctuations de phase et d'amplitude, liées aux propriétés aléatoires du milieu. Ces fluctuations sont communément appelées scintillations par analogie aux variations d'intensité lumineuse d'une étoile basse sur l'horizon. Elles ont été observées dans une grande gamme de fréquence, depuis 10 MHz jusqu'à 6 GHz (Crane, 1977). Elles sont en général associées aux irrégularités de la couche F d'une taille de l'ordre de quelques centaines de mètres au kilomètre. Outre l'étude des propriétés des ondes affectées par les irrégularités de l'ionosphère, l'étude des scintillations permet le sondage à distance de milieux aléatoires. L'étude des vents ionosphériques en utilisant les ondes radio fut l'une des premières applications des scintillations en matière de sondage à distance (Maxwell et Little, 1952). La scintillation de sources radio lointaines a donné lieu à des études sur le vent solaire (Costa et Kelley, 1978). Depuis, l'étude des scintillations s'est généralisée grâce aux signaux des balises embarquées sur satellites. En particulier, le développement des balises GPS permet dorénavant leur étude systématique et celle de leur impact sur les signaux transmis.

1.2.4 Diffusion par les petites échelles et sondage de l'ionosphère

Les moyens d'étude des irrégularités sont variés, depuis les techniques de sondage électromagnétique depuis le sol, jusqu'aux mesures in-situ par satellite. Dès les années 60, les radars ont été utilisés intensivement dans un effort pour mesurer les paramètres caractéristiques comme la densité électronique, la température ou l'intensité des fluctuations observées sur le signal. Dans

ces sondages, les cibles qui diffusent les ondes électromagnétiques incidentes sont les irrégularités d'ionisation de petite taille (comparable ou inférieure à la longueur d'onde) causées par les fluctuations thermiques (Evans, 1969) ou par les mécanismes d'instabilité (Basu et Kelley, 1979). Les mesures reposent sur le fait que, dans les deux cas, les sections efficaces de diffusion sont suffisamment élevées par rapport au niveau du bruit pour que les ondes diffusées soient détectées.

Les sondages électromagnétiques de l'ionosphère donnent donc lieu à deux types de diffusion : la diffusion incohérente par les fluctuations thermiques et la diffusion cohérente par les fluctuations dues aux instabilités. Dans les deux cas, ce sont les électrons qui diffusent l'onde selon le principe de la diffusion Thomson. L'agitation thermique des électrons du plasma (les plus mobiles) impose aux spectres de diffusion incohérente sa forme gaussienne et sa largeur. Ce type de diffusion est toujours présent dans le plasma ionosphérique, même dans le cas de l'équilibre thermodynamique. La diffusion cohérente, elle, est le résultat des ondes excitées au dessus de leur niveau naturel par les mécanismes d'instabilité. Dès, 1950, Booker et Gordon montrent que la section efficace de diffusion est proportionnelle à la valeur du spectre de puissance des irrégularités pris au vecteur de Bragg, c'est à dire pour :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\sin(\theta/2)} \quad (1.14)$$

Dans l'équation (1.14), λ_0 représente la longueur d'onde incidente et θ l'angle entre la direction incidente et la direction de diffusion. En particulier, dans le cas d'une diffusion vers l'arrière (ou rétrodiffusion), on aboutit à l'équation (1.15).

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.15)$$

Les temps de corrélation et les sections efficaces de ces deux types de diffusion sont très différents ; celui de la diffusion cohérente étant bien plus long que celui de la diffusion incohérente. En pratique, cela se traduit par des radars différents dans leur nature et leur fonctionnement. Par exemple, les radars à diffusion incohérente fonctionnent avec des puissances de quelques mégawatt contre quelques centaines de watt dans le cas des radars à diffusion cohérente.

Expérimentalement, dans le cas d'une diffusion cohérente, la rétrodiffusion présente l'avantage d'observer les irrégularités depuis le lieu d'émission au sol. Les irrégularités ionosphériques étant alignées au champ géomagnétique, cette diffusion doit se faire dans le plan perpendiculaire au champ. S'il est aisé de satisfaire cette condition en région équatoriale par un sondage vertical depuis le sol, l'étude des régions aurorales, où le champ magnétique est quasi-vertical, pose

plus de problèmes. En pratique, ces problèmes sont résolus par l'utilisation des propriétés de réfraction de l'ionosphère. En envoyant une onde depuis des régions subaurorales et en utilisant la propriété de réfraction de cette onde dans les couches ionosphériques, il est possible d'atteindre la perpendicularité au champ magnétique au-dessus des zones aurorales. Ces chemins de propagation dans l'ionosphère nécessitent une gamme de fréquences particulières, proches de la fréquence plasma et imposent donc l'utilisation de la bande HF. Ainsi, Weaver (1965) obtient des échos radars de diffusion cohérente en région F, puis Hanuise et al. (1981) observent les spectres Doppler des irrégularités de région F à haute latitude par radar HF. En pratique cependant, les échos cohérents peuvent être observés jusqu'à des angles d'aspect de 10 à 15 degrés (Moorcroft et Schlegel, 1990; Foster et al., 1992).

Ainsi, la diffusion des ondes HF sur les irrégularités transportées permet l'étude et le diagnostic du plasma ionosphérique. En particulier, la vitesse mesurée permet de connaître la vitesse du plasma. En effet, la vitesse de phase des irrégularités dans le référentiel du plasma est négligeable, au moins en région F et moins souvent en région E. La première preuve expérimentale que la mesure de la vitesse des irrégularités ionosphériques correspond à la vitesse de convection du plasma a été donnée par Villain et al. (1985). Ainsi, les irrégularités peuvent être vues comme des traceurs des mouvements convectifs et par leur étude, permettent celle de la dynamique du plasma ionosphérique.

Bien que l'étude des irrégularités ionosphériques constitue encore un vaste sujet d'étude, de nombreuses expériences utilisent la diffusion sur les irrégularités comme moyen d'analyse des mouvements à grande échelle du plasma et en particulier, à haute latitude où ces mouvements reflètent les conditions du couplage entre le vent solaire et la magnétosphère. L'étude à distance de la convection par l'intermédiaire des irrégularités trouve donc de nombreuses applications dans le domaine de la physique spatiale. C'est dans cette optique que fut développé le réseau de radars SuperDARN (Greenwald et al., 1995b) qui, par sa très grande couverture spatiale, donne une image globale et quasiment en temps réel de la convection dans les calottes polaires nord et sud.

1.3 SuperDARN

L'étude des processus magnétosphériques passe souvent par l'étude de leurs signatures au niveau de l'ionosphère. L'analyse de ces signatures permet de mieux comprendre les interactions entre le vent solaire et l'environnement ionisé de la Terre. Celles-ci reflètent les échanges d'impulsion, de matière et d'énergie entre la magnétosphère et l'ionosphère, échanges de nature très variée qui mettent en jeu une très vaste gamme d'échelles spatiales et temporelles. L'observation à grande échelle de ces signatures nécessite donc à la fois une grande couverture spatiale et temporelle mais aussi des résolutions suffisamment fines.

Les moyens d'observation de l'ionosphère sont variés, depuis les mesures directes jusqu'aux sondages électromagnétiques à distance. Les instruments sol (magnétomètres, instruments optiques, ionosondes, radars à diffusion cohérente ou incohérente) présentent l'avantage d'observer ces signatures avec une grande couverture spatiale, contrairement aux mesures in situ mais ponctuelles des satellites et fusées. Bien souvent, ils trouvent leur limite dans le compromis entre une grande couverture spatiale et une forte résolution. La chaîne de radars à diffusion cohérente qui constituent le réseau SuperDARN a été conçue pour s'affranchir partiellement de ces limites en mettant en avant sa grande couverture spatiale et sa forte résolution temporelle.

Chacun des moyens d'analyse présente ses propres avantages et inconvénients, principalement liés à leur propres résolutions spatiales et temporelles. Les écarts observés dans les mesures obtenues par différents instruments sont dus aux variations de résolution, comme le montrent Xu et al. (2001), par exemple, en étudiant des mesures de vitesses obtenues par radars HF SuperDARN et par radars incohérents. Chacun des moyens d'analyse cherche à s'adapter au mieux à ses propres objectifs scientifiques. Cependant, ces instruments donnent des mesures relativement proches. Villain et al. (1985) ou Ruohoniemi et al. (1987) montrent que les différentes mesures de convection par radars incohérents et cohérents sont en accord. Baker et al. (1990) et Greenwald et al. (1995b) montrent également que la convection mesurée par radar HF correspond bien aux mesures de dérive plasmique obtenues par satellites et ionosondes.

1.3.1 La chaîne SuperDARN

Le réseau de radars SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network) est le fruit d'une collaboration internationale ; il regroupe des radars HF trans-horizons qui utilisent le principe de rétrodiffusion cohérente des ondes électromagnétiques par les irrégularités ionosphériques. Ces radars permettent ainsi l'étude des mouvements à grande échelle du plasma à haute latitude, des champs électriques de convection et des processus dynamiques de diverses natures qui affectent

1. Contexte géophysique et expérimental

l'ionosphère (Greenwald et al., 1995b). Ils s'étendent en deux chaînes de radars appairés, l'une dans l'hémisphère nord, et l'autre au sud, représentées sur la figure 1.7.

Par une surveillance automatique et continue des zones aurorales et la mise en commun des données de chacun des 15 radars actuellement en fonctionnement (9 dans l'hémisphère nord et 6 au sud), le réseau SuperDARN constitue un instrument unique, donnant l'état de la convection ionosphérique en temps réel avec une résolution spatiale de 45 km et une résolution temporelle de 2 minutes. La France s'est engagée dans cette collaboration par la construction d'un premier radar à Stokkseyri en Islande en 1994, puis d'un second aux îles Kerguelen en 2000, dans l'hémisphère sud.

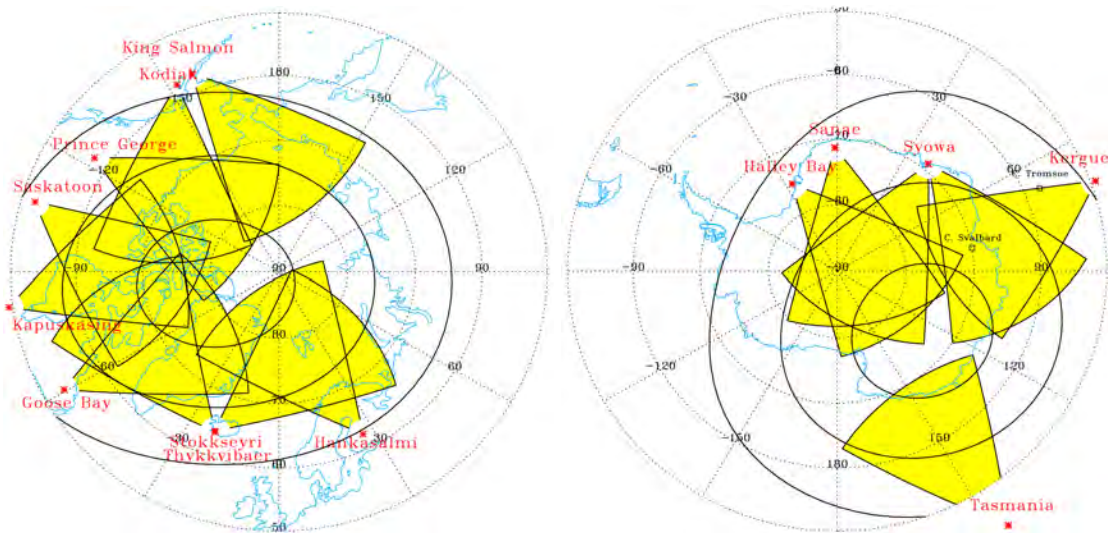


FIG. 1.7 – Champs de vues des radars de la chaîne SuperDARN dans les hémisphères nord (à gauche) et sud (à droite) superposés aux contours magnétiques 60°, 70° et 80°.

Grâce aux données qu'elle fournit, la chaîne SuperDARN permet l'étude de la convection ionosphérique à l'échelle globale, en particulier l'étude de la topologie des cellules de convection, influencée par l'orientation du CMI et de la dynamique qui succède à ses variations. L'implantation des radars SuperDARN dans les deux hémisphères permet l'étude conjuguée de la convection et des réponses globales de la magnétopause aux variations du vent solaire. En outre, la bonne résolution spatiale permet l'étude de structures de moyenne échelle comme les réponses ionosphériques aux FTE ou aux pulses de pression affectant la magnétopause. Certaines études se tournent aussi la turbulence et les mécanismes d'instabilité qui génèrent les irrégularités responsables de la diffusion dans le plasma ionosphérique.

Enfin, SuperDARN est un instrument qui, grâce à sa forte résolution temporelle, présente une

très grande complémentarité aux autres expériences, en particulier aux satellites. En tant qu'outil de surveillance et de cartographie de la convection globale, SuperDARN prend ainsi une part de plus en plus importante dans le domaine de la météorologie de l'espace (Ruohoniemi et al., 2001; Greenwald, 1997).

La plupart du temps (70 %), les radars de la chaîne SuperDARN fonctionnent dans un mode commun et les données acquises par chacun des radars sont fusionnées. Le reste du temps est consacré à deux modes de fonctionnement particuliers. Ils comprennent d'une part les modes dits spéciaux et d'autre part, les modes "discrétionnaires". Un mode spécial consiste en un mode de fonctionnement commun à l'ensemble des radars, visant un objectif scientifique particulier. Les modes discrétionnaires, quant à eux, sont des plages de temps laissées libres à chacune des équipes scientifiques pour faire fonctionner leurs radars selon leurs propres intérêts.

1.3.2 Principe de la mesure

Chacun des radars qui constituent la chaîne est construit sur le même principe, basé sur le schéma du premier radar construit à Goose Bay, au Labrador (Greenwald et al., 1983, 1985). Le figure 1.8 montre une vue d'ensemble du radar de Kerguelen. Les radars se composent de 16 antennes alignées formant le réseau principal qui émet et reçoit les signaux. Les antennes mesurent 15.24 m (50 pieds) de hauteur et sont espacées de cette même distance les unes des autres. Ce réseau est alimenté par une matrice de déphasage qui permet d'orienter électroniquement le faisceau émis dans 16 directions en azimuth prédéfinies, par pas de 3.24° . La résolution radiale, le long d'un faisceau, est déterminée par la durée des impulsions émises par le radar. La plupart du temps, une durée de $300 \mu s$ est utilisée, donnant lieu à une résolution radiale de 45 km. La résolution angulaire (fixée par la taille du réseau d'antennes et la fréquence émise) permet d'obtenir à grande distance une taille de cellule comparable en azimuth. L'onde émise est alors rétrodiffusée par les irrégularités ionosphériques et une partie retourne au radar. Si la nature monostatique du radar permet l'émission et la réception sur le même réseau, elle impose en contrepartie une alternance entre période d'émission et d'écoute.

Le signal reçu est ensuite échantillonné dans 70 portes en distance. La première porte d'écoute du radar étant fixée à 180 km, chaque faisceau donne accès à des distances comprises entre 180 km et 3300 km. De façon à augmenter le rapport signal sur bruit mesuré, chaque faisceau est intégré pendant 7 secondes. Le balayage complet des 16 faisceaux, soit 52° en azimuth, qui prend donc 2 minutes, fixe la résolution temporelle de l'instrument. Derrière le réseau principal, à 100 m en retrait se trouvent 4 autres antennes, identiques à celles du réseau principal qui constituent



FIG. 1.8 – Vue générale du radar de Kerguelen, avec les 16 antennes qui constituent le réseau principal et, en arrière plan, les 4 antennes du réseau interférométrique.

le réseau interférométrique. La réception simultanée des signaux sur les deux réseaux permet de mesurer les angles d'élévation et, avec une hypothèse sur la propagation, d'estimer l'altitude des échos.

Dans l'ionosphère de haute latitude, les irrégularités sont alignées le long du champ magnétique à cause de la forte conductivité verticale du plasma. Le mouvement de ces irrégularités se fait principalement dans le plan perpendiculaire au champ. La rétrodiffusion d'ondes électromagnétiques sur ces irrégularités nécessitent la perpendicularité entre le vecteur d'onde incident et le champ magnétique (Booker, 1956; Bates et Albee, 1970). A haute latitude, seules les ondes HF (3-30 MHz) qui utilisent la réfraction dans l'ionosphère peuvent atteindre cette condition et arriver presque horizontalement au dessus des zones aurorales. Cette condition explique donc le choix de la gamme de fréquences de travail des radars SuperDARN, théoriquement entre 8 et 20 MHz et leur localisation, à environ 60° de latitude magnétique. Le choix de cette gamme détermine également la gamme d'échelles spatiales qui diffusent le signal. L'équation (1.15) montre que les ondes émises par SuperDARN seront diffusées par les échelles comprises entre 7.5 m et 18.75 m.

L'observation d'échos par les radars dépend donc d'une part de la présence d'instabilités responsables de la formation locale d'irrégularités mais aussi de la distribution du plasma à plus grande échelle qui conditionne la réfraction et l'accès aux zones turbulentes. Ainsi par exemple, de fortes précipitations de particules peuvent mener à une ionisation importante en régions D et E, responsable de l'absorption de l'énergie de l'onde. De même les variations diurnes de la densité

électronique, dues aux conditions d'ensoleillement, influencent le parcours des ondes jusqu'aux zones aurorales. Concrètement, cette diminution de l'ionisation la nuit se traduit par le choix de deux gammes de fréquences : l'une ($\sim 12\text{-}13$ MHz) pour le jour, et l'autre ($\sim 10\text{-}11$ MHz) pour la nuit. De même, les conditions du milieu peuvent mener à des chemins de propagation divers, décrits précédemment dans la partie 1.2.1.

Ainsi, s'il est délicat de localiser précisément les lieux de rétrodiffusion, des études ont montré que l'on peut déterminer raisonnablement la position des échos en considérant un chemin de propagation direct (Villain et al., 1984, 1985; Baker et al., 1986; Ruohoniemi et al., 1987). Compte tenu de l'incertitude de l'instrument et de l'erreur liée à la propagation, l'incertitude sur la localisation est typiquement de l'ordre de 50 km ou moins (André et al., 1997). Cependant, l'erreur devient importante et ne peut plus être ignorée lorsque l'on considère des chemins de propagation moins directs, après plusieurs rebonds par exemple. D'une façon générale, on peut séparer les échos ionosphériques en deux grandes catégories, les échos proches (jusqu'à 1000 km) et lointains (au delà de 1200 km). Ils ont été associés à des irrégularités de régions E et F, respectivement, (Hanuise et al., 1991) mais leur interprétation nécessite de nombreuses précautions, notamment à cause de la diversité des chemins de propagation et du mélange des échos. L'une des difficultés majeures de l'analyse est la pollution des échos ionosphériques par les échos de sol, dus à la réflexion des ondes vers le bas sur les couches ionosphériques. Ceux-ci introduisent dans les mesures des vitesses artificiellement faibles. Ils sont en général éliminés en imposant des critères sur les données après traitement (vitesse et largeur spectrale faibles).

1.3.3 Détermination des paramètres

1.3.3.a La fonction d'autocorrélation

Les mesures des radars sont basées sur la détermination de la fonction d'autocorrélation temporelle complexe (ACF⁶) du signal reçu. Les radars émettent une série d'impulsions et mesurent les signaux rétrodiffusés aux différents retards. La séquence d'impulsions utilisée n'est pas régulière ; actuellement, la séquence multipulse utilisée par les radars SuperDARN est définie par la série 0,9,12,20,22,26,27, avec une base de temps de 2.4 ms. Ceci signifie que les impulsions vont être émises aux temps 0 ms, 9×2.4 ms = 21,6 ms, 12×2.4 ms = 28.8 ms ... Les signaux reçus sont échantillonnés et traités pour déterminer l'ACF aux différents retards déduits du schéma multipulse en combinant entre eux les différents impulsions. Par exemple, l'ACF au retard 3

⁶pour *Auto-Correlation Function*

1. Contexte géophysique et expérimental

(7.2 ms) est déterminée à partir des signaux correspondant aux impulsions 9 et 12. La séquence multipulse est ainsi choisie de façon à déterminer le nombre maximum de retards avec un minimum d'impulsions. La séquence ci-dessus permet ainsi de définir 22 retards de la fonction d'autocorrélation.

Les signaux reçus sont un mélange de signaux provenant de différentes distances générés par les impulsions précédentes. De façon à ne conserver que les signaux provenant des régions désirées, la séquence multipulse est répétée 70 fois de manière à moyenner les ACF et ainsi diminuer la contribution des signaux non corrélés.

La nature monostatique des radars SuperDARN interdit au réseau principal d'émettre et recevoir en même temps. Ceci se traduit par l'apparition de trous dans les données, appelés *badlags*, qui ne concernent que quelques distances particulières. Il correspondent aux situations où le temps de vol aller-retour de l'onde est un multiple de la base de temps. Ainsi, quand l'onde revient et devrait logiquement être reçue, une autre impulsion est émise, empêchant la réception. La position de ces *badlags* dépend de la séquence multipulse utilisée, de la position de la première porte de réception, de la séparation et de la durée des impulsions. Dans le mode de fonctionnement normal des radars, où la première porte est à 180 km (1.2 ms), la séparation est de 2.4 ms (360 km), la durée de l'impulsion de 300 μ s (45 km), la position des portes affectées par cet effet est donnée par l'expression : $5 + 8n$, où n est un entier. En pratique, cet effet se traduit par un affaiblissement des signaux concernant les portes $5 + 8n$ par rapport aux portes voisines. De plus, à cause du temps d'amortissement réel de l'impulsion, les portes voisines aux *badlags* sont elles aussi affectées, dans une moindre mesure. On attribue également le terme *badlags* aux signaux perturbés par une diffusion intense provenant de régions non désirées mais reçues en même temps que le signal attendu.

La fonction d'autocorrélation est ensuite traitée pour déterminer différents paramètres physiques caractéristiques dans chaque cellule sondée. Le traitement est automatique ; il a été décrit en détail par Villain et al. (1987) et Baker et al. (1995).

1.3.3.b Grandeurs déduites

La vitesse le long de la ligne de visée d'un faisceau est déduite de l'évolution temporelle de la phase de l'ACF complexe du signal. Le traitement mathématique utilisé a été décrit par Hanuise et al. (1985) et Villain et al. (1987). Il consiste en un ajustement linéaire, par moindres carrés, de la phase. La vitesse ainsi déterminée est la projection sur l'axe de visée de la vitesse Doppler de l'irrégularité.

D'autre part, la majorité des échos proviennent de la région F où les irrégularités sont principalement dues à l'instabilité en champs croisés. Villain et al. (1985) et Ruohoniemi et al. (1987) ont montré que la vitesse mesurée est équivalente à la vitesse de convection du plasma en région F, associée à la composante $\vec{E} \times \vec{B}$ de la dérive ionosphérique.

En appariant les radars de sorte que deux à deux ils partagent un champ de vue commun, on peut mesurer deux composantes de la vitesse d'un même volume, perpendiculairement au champ magnétique. La dérive ionosphérique étant confinée dans le plan perpendiculaire à \vec{B} , les mesures permettent donc de déduire la direction et le module de la vitesse Doppler.

Ainsi, l'ensemble des vecteurs vitesses mesurés aux points d'intersection des champs de vue des radars permet de construire une carte de la convection ionosphérique. La technique permettant d'obtenir un vecteur vitesse à partir de ses deux composantes a été décrite par Cerisier et Senior (1994). Les conditions pour obtenir une rétrodiffusion par les irrégularités ou la pollution par les échos de sol ne permettent pas nécessairement d'obtenir une couverture spatiale suffisante pour construire ces cartes. La solution adoptée est alors celle d'un moyennage sur plusieurs balayages. La contrepartie est une diminution de la résolution temporelle, qui peut s'avérer insuffisante pour l'étude des variations rapides de l'ionosphère. L'utilisation de ces cartes de convection se limite principalement à l'étude de structures de grande échelle de l'ordre de 500 km et variant sur des temps de l'ordre de quelques minutes. Pour l'étude de structures de plus petite échelle, André et al. (1999) ont développé une technique permettant d'augmenter la résolution spatiale de ce type de cartes.

Les schémas de convection fournis par SuperDARN sont aussi utilisés pour étudier la réponse de la convection aux variations du CMI, que ce soit les variations de pression dynamique (Thorolfsson et al., 2001, par exemple), d'orientation du CMI (Greenwald et al., 1995a; Milan et al., 2000) ou celles découlant des sous-orages (Saka et al., 2001).

La figure 1.9 montre un exemple de carte de convection donnée par les radars SuperDARN, obtenue le 8 mars 2002 à 7h20, temps universel. Les moyens techniques actuels permettent de fournir ce type de carte en temps réel sur le site internet de l'APL⁷. Le module des vitesses est codé en couleur ; l'échelle, entre 0 et 1000 m.s⁻¹, est donnée en haut à gauche. La séparation entre zone claire et foncée sur le schéma correspond à la limite de l'ensoleillement.

D'autres paramètres peuvent être déduits des mesures des vitesses de convection. Par exemple, la valeur du champ électrique \vec{E} responsable de la dérive peut être déduite si l'on connaît (par d'autres moyens) la valeur du champ magnétique \vec{B} (équation (1.16)).

⁷Applied Physics Laboratory

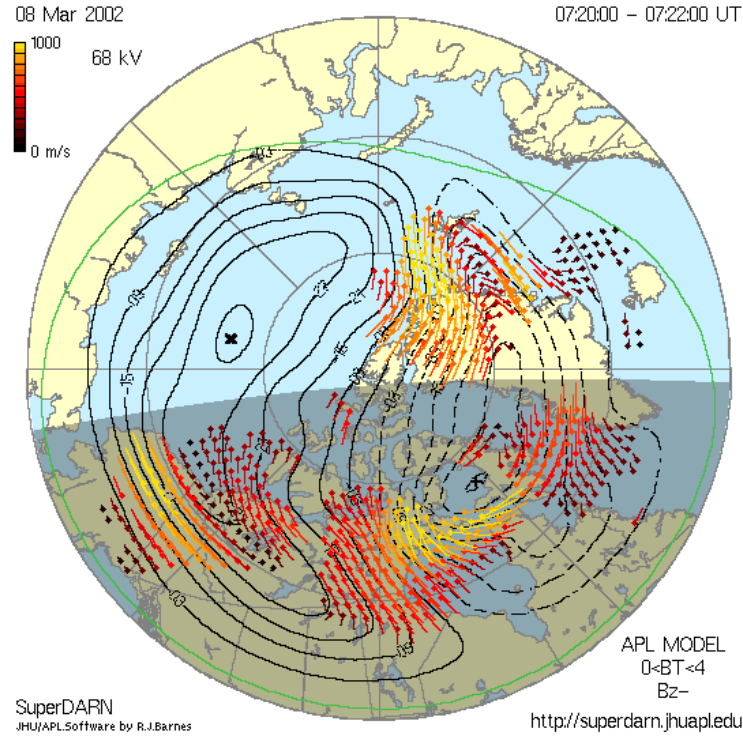


FIG. 1.9 – Exemple de carte de convection obtenue après traitement de l'ensemble des données des radars de l'hémisphère nord.

$$\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B} \quad (1.16)$$

De la même façon, certains travaux portent sur détermination des courants magnétosphériques alignés au champ (Sofko et al., 1995).

L'ajustement de la phase des ACF mesurées par SuperDARN donne la valeur de la vitesse intégrée sur l'ensemble du volume sondé. La distribution des vitesses turbulentes dans une cellule radar va conférer sa forme et sa largeur au spectre des vitesses Doppler et à l'ACF. Le spectre Doppler s'obtient par transformée de Fourier de l'ACF (théorème de Wiener-Kintchine), il est centré sur le décalage Doppler moyen de la cellule. La largeur à mi-hauteur du spectre est déduite de l'ajustement de la puissance de l'ACF temporelle. D'après Villain et al. (1987), la variation d'amplitude en fonction du temps pour des échos de région F est mieux représentée par un amortissement exponentiel bien que environ 20 % des ACF présentent un amortissement de type gaussien. Hanuise et al. (1993) introduit une forme intermédiaire pour décrire les fonctions d'autocorrélation par un début gaussien et une queue lorentzienne.

Les largeurs spectrales déduites des mesures SuperDARN sont sensibles au schéma local de convection et sont un bon indicateur des régions associées à des lignes de champ ouvertes. Par exemple, Baker et al. (1990, 1995) montrent que les largeurs spectrales mesurées par SuperDARN sont de l'ordre de 200 m.s^{-1} dans les régions associées au cornet polaire et de l'ordre de 50 m.s^{-1} pour les régions associées aux lignes de champ fermées, situées à plus basse latitude. L'explication physique de l'origine des largeurs spectrales dans le cornet polaire n'est pas encore totalement claire, mais les largeurs spectrales sont souvent fortes dans les régions turbulentes de l'ionosphère. André et al. (2000a) mettent en avant une activité onde importante de faible période qui affectent les ACF mesurées par SuperDARN et pourraient expliquer les fortes valeurs observées. En se basant sur des considérations expérimentales, Baker et al. (1997) proposent un seuil empirique de 150 m.s^{-1} pour délimiter les lignes de champ ouvertes et fermées.

De nombreuses études utilisent les largeurs mesurées par SuperDARN pour localiser les régions et les frontières entre ces régions. Ainsi, des essais de classification des différentes régions magnétosphériques ont été entrepris (André et al., 2002). En se basant sur les données SuperDARN, Pinnock et Rodger (2001) localisent la frontière des calottes polaires et déterminent le flux de plasma qui les traversent. Chisham et al. (2001) étudie les mouvements de la frontière lignes ouvertes / lignes fermées lors des variations de la composante B_Y du CMI.

1. Contexte géophysique et expérimental

Chapitre 2

Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

Dans l'étude des processus qui reflètent le couplage entre le vent solaire et l'environnement ionisé de la Terre, le réseau de radars SuperDARN s'avère être un outil unique pour le diagnostic du plasma ionosphérique de par sa forte résolution temporelle et sa large couverture spatiale. Les mesures des radars sont largement utilisées dans le domaine de la géophysique externe. En particulier, les vitesses mesurées par SuperDARN permettent l'étude du schéma de convection sur la quasi totalité de la région polaire nord et bientôt au sud, avec le développement de radars australs. Les variations de la vitesse, par exemple, permettent l'étude d'événements particuliers comme les FTE. Les largeurs spectrales reflètent l'état de la turbulence ionosphérique ; elles sont souvent associées aux empreintes ionosphériques des différentes régions magnétosphériques. Ainsi, la plupart des études associées à SuperDARN se tournent vers le Soleil et utilisent les données des radars comme celles d'un observatoire de la signature ionosphérique des conditions imposées par le vent solaire et la magnétosphère.

Cependant, au sein de la communauté SuperDARN, peu d'études s'intéressent aux processus qui peuvent affecter la mesure des paramètres observés et en particulier aux interactions entre le faisceau émis par le radar et l'ionosphère. A ce titre, les études de microphysique menées depuis quelques années en France et notamment au Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement marquent clairement leur originalité. Dès lors que l'on s'intéresse aux interactions entre

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

une onde et un plasma inhomogène comme l'est l'ionosphère, il devient indispensable de dissocier le rôle des échelles spatiales. En effet, depuis les variations d'ionisation de grandes échelles, qui conditionnent l'accès du faisceau aux régions sondées et en particulier la perpendicularité au champ magnétique, jusqu'aux échelles caractéristiques des instabilités de plasma, responsables de la diffusion de l'énergie, les variations du milieu induisent des effets de nature très différente sur l'onde radar et donc sur les paramètres déduits de la mesure.

Les échelles spatiales qui affectent les ondes émises par les radars peuvent être classées en trois catégories. Les plus grandes d'entre elles, de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres sont associées aux gradients de grandes échelles représentées par le profil d'ionisation. L'effet de ces vastes gradients a été étudié grâce à de nombreuses études de tracé de rayons et se manifeste principalement par des phénomènes de réfraction qui imposent le trajet des faisceaux dans l'ionosphère. Si l'on s'intéresse aux mesures SuperDARN au sens strict, ce type d'échelles spatiales ne joue pas de rôle prépondérant dans la mesure de la fonction d'autocorrélation et des paramètres, bien qu'il détermine leur localisation spatiale.

A plus petite échelle, les gradients caractérisés par des tailles de l'ordre de la cellule radar ou plus petites (typiquement de l'ordre du kilomètre) induisent une déformation de l'onde au cours de sa propagation jusqu'aux zones de rétrodiffusion. Ce type d'interactions entre des échelles moyennes et l'onde incidente fera l'objet du chapitre 3 où l'on montrera ses effets sur la détermination de la largeur spectrale.

Enfin les petites échelles de l'ordre de la longueur d'onde (typiquement une dizaine de mètres) sont responsables de la diffusion de l'onde. Elles jouent donc le rôle de cibles de diffusion dans le principe de fonctionnement des radars SuperDARN et servent de traceurs de la convection ionosphérique. La mesure du spectre Doppler reflète alors les mouvements turbulents de ces irrégularités.

Ce chapitre est consacré à l'étude de ces irrégularités de petites échelles spatiales. Le mouvement aléatoire imposé par la turbulence aux irrégularités de petites échelles impose la forme de la fonction d'autocorrélation temporelle déterminée par SuperDARN. L'étude de la diffusion collective de l'onde par le plasma ionosphérique et l'introduction d'un formalisme lagrangien permet la description analytique des fonctions d'autocorrélation qui mènent à l'estimation de la largeur spectrale. L'application de la théorie de la diffusion collective aux radars SuperDARN a été conduite par Hanuise et al. (1993), d'après les travaux de Grésillon et al. (1992) portant sur des plasmas de laboratoires.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude d'échelles encore plus petites, de l'ordre de quelques mètres, caractéristiques du mouvement cyclotron des ions. Ces mouvements

déforment en théorie les fonctions d'autocorrélation de sorte que celles-ci ne sont plus exclusivement le reflet de la distribution des vitesses turbulentes. Nous tentons d'appliquer aux données SuperDARN un formalisme décrit par Tomchuk (2000) et appliqué avec succès aux plasmas de laboratoire qui prend en compte les mouvements de giration des ions autour des lignes de champ magnétique. Nous testons alors l'efficacité et la pertinence de plusieurs méthodes visant à retrouver la signature du mouvement cyclotron dans les fonctions d'autocorrélation de SuperDARN.

2.1 Mouvements microscopiques et fonctions d'autocorrélation

La description des fonctions d'autocorrélation mesurées par SuperDARN se base sur une description lagrangienne des mouvements à petite échelle des centres diffuseurs. La gamme des fréquences utilisée par les radars impose l'échelle d'analyse des processus étudiés. En particulier, les longueurs d'onde radar sont nettement supérieures aux longueurs typiques d'écrantage qui, d'après Budden (1985), sont de l'ordre de 0,1 m à 70 km d'altitude, de $3 \cdot 10^{-3}$ m à 100 km et de $7 \cdot 10^{-3}$ m à 300 km. Ainsi, les observations effectuées par ces radars se placent dans un régime de diffusion cohérente, ou collective, du signal incident. Les fonctions d'autocorrélation mesurées reflètent les mouvements turbulents des irrégularités d'ionisation de l'ordre de la dizaine de mètres dans le plasma sondé.

2.1.1 Diffusion collective

L'idée d'étudier un fluide par diffusion d'ondes électromagnétiques remonte à Rayleigh. Dans un volume illuminé par une onde, chaque molécule du gaz est polarisée par le champ électrique incident et réémet une onde sphérique dans toutes les directions. La somme de tous les champs réémis permet de remonter aux caractéristiques du gaz à la longueur d'onde de diffusion. Dans le cas d'un fluide ou d'un plasma turbulent, les fluctuations de l'indice optique (ou de la densité électronique dans le cas d'un plasma) induisent des moments électriques qui jouent un rôle analogue aux molécules polarisées.

L'utilisation d'ondes électromagnétiques comme outil diagnostique d'un plasma est assez récente. Elle trouve ses applications dans les sondages des plasmas naturels comme l'ionosphère aussi bien que dans ceux des plasmas de laboratoires par laser, notamment depuis les années 50, dans le cadre des recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée.

Le champ diffusé \vec{E}_j^d dans une direction \vec{u} par un électron repéré par l'indice j s'exprime sous la forme (2.1).

$$\vec{E}_j^d(\vec{r}, t) = r_0 \frac{e^{ik_i|\vec{r}-\vec{r}_j|}}{|\vec{r}-\vec{r}_j|} \left[\vec{u} \times [\vec{u} \times \vec{E}_{i0}(\vec{r}_j)] \right] e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{r}_j - \omega_i t)} \quad (2.1)$$

Dans l'expression précédente, r_0 est le rayon de Thomson des électrons, défini par $r_0 = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi m} = 2.82 \cdot 10^{-15}$ m et $\vec{E}_{i0}(\vec{r}_j)$ est le champ incident. Les directions de propagation des champs incident et diffusé sont repérées respectivement par les vecteur d'onde \vec{k}_i et $\vec{k}_d = k_i \vec{u}$. La position

de l'électron par rapport à l'origine est représentée par le vecteur \vec{r}_j .

Dans l'approximation des champs lointains, cette expression se simplifie en supposant que le champ diffusé est évalué à une distance suffisante pour considérer que la direction de diffusion est identique pour chaque composante du fluide, d'où $|\vec{r}' - \vec{r}_j| = r' - \vec{r}_j \cdot \vec{u}$.

De plus, en se plaçant dans le cadre de validité de la limite collective, c'est à dire en considérant une réponse globale cohérente du système, l'expression se réduit encore. Dans ce cas, on considère une longueur d'onde de diffusion grande devant les distances interatomiques et un temps d'intégration supérieur aux temps de collision caractéristiques. Ainsi, on observe le mouvement d'ensemble du volume sondé, en d'autres termes, la réponse collective du volume à la perturbation induite par le champ initial. L'expression du champ s'obtient alors en sommant les champs individuels. La somme peut se mettre sous la forme d'une intégrale portant sur le volume où intervient la densité électronique $n(\vec{r}, t)$.

Le champ diffusé par l'ensemble du volume se met alors sous la forme (2.2).

$$\vec{E}^d(\vec{r}', t) = r_0 \frac{e^{ikr'}}{r'} e^{-i\omega_i t} \int_V [\vec{u} \times [\vec{u} \times \vec{E}_{i0}(\vec{r})]] n(\vec{r}, t) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}^3 \quad (2.2)$$

Dans cette expression, \vec{k} est le vecteur d'onde d'analyse, défini par $\vec{k} = \vec{k}_d - \vec{k}_i$. Dans le cas de la rétrodiffusion, $\vec{k} = 2\vec{k}_i$; en d'autres termes, la longueur d'onde d'analyse est égale à la moitié de la longueur d'onde incidente. Si l'on considère le champ incident comme homogène et que l'on considère l'approximation de Born, où les irrégularités d'ionisation n'entraînent pas, au premier ordre, de perturbations du champ incident, l'expression précédente montre que le champ total diffusé est proportionnel à la composante de la transformée de Fourier de la densité d'ionisation du milieu, exprimée au vecteur d'onde d'analyse \vec{k} .

Selon la longueur d'onde incidente et les caractéristiques du milieu étudié, la diffusion d'une onde permet d'étudier divers aspects du plasma. Quand la longueur d'onde est petite devant la longueur caractéristique des interactions collective (longueur de Debye), le champ total est dit incohérent. La diffusion incohérente renseigne sur les paramètres statistiques du déplacement individuel des particules. Au contraire, quand la longueur d'onde est supérieure à la longueur de Debye, l'effet d'écrantage dans le plasma gouverne la diffusion, dite cohérente, qui renseigne alors sur le comportement collectif du plasma. Enfin, quand la longueur d'onde est proche de l'échelle caractéristique des variations macroscopiques des paramètres du milieu, l'intensité diffusée peut devenir beaucoup plus importante.

Lorsque l'on s'intéresse à la diffusion collective dans un plasma, il faut a priori considérer la diffusion par les ions et les électrons. La section efficace de diffusion des ions étant inférieure à

celle des électrons, ce sont principalement les électrons qui diffusent l'onde incidente. Par contre, ceux-ci gravitent autour des ions et sont soumis à leur mouvement à cause de l'effet d'écrantage. Ainsi, ce sont les ions qui conditionnent la diffusion bien qu'elle soit engendrée par les nuages électroniques qui les entourent.

2.1.2 Fonction d'autocorrélation temporelle

Le mode de fonctionnement des radars SuperDARN mène à la mesure de la fonction d'autocorrélation temporelle du signal rétrodiffusé. L'application de la théorie de la diffusion collective aux radars SuperDARN a été effectuée par Hanuise et al. (1993), d'après les résultats des travaux sur la diffusion collective en plasma de laboratoire obtenus par Cabrit (1992) et Grésillon et al. (1992).

Dans la partie précédente, nous avons vu que le champ diffusé est proportionnel à la transformée de Fourier de la densité électronique, prise pour la composante \vec{k} . La fonction d'autocorrélation temporelle du signal rétrodiffusé, calculée au retard τ et moyennée dans le temps, peut donc se mettre sous la forme (2.3).

$$\langle s(t)s^*(t+\tau) \rangle_t = \frac{1}{n_c^2} \langle \int_V \int_V e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} [n(\vec{r}_1, t) d^3r_1] [n(\vec{r}_2, t+\tau) d^3r_2] \rangle_t \quad (2.3)$$

Le terme n_c représente une constante qui joue le rôle du facteur de proportionnalité et qui correspond à la densité plasma pour laquelle la fréquence plasma est égale à la fréquence de l'onde incidente. En supposant la conservation des particules au cours du déplacement, il vient :

$$n(\vec{r}_2, t+\tau) d^3r_2 = n(\vec{r}'_2, t) d^3r'_2 \quad (2.4)$$

Si le nombre de particules se conserve entre le temps t et le temps $t+\tau$, le volume qui contient ces particules, lui, se déplace d'un vecteur $\Delta(\vec{r}_2, t) = \vec{r}_2 - \vec{r}'_2$. Si l'on fait l'hypothèse que ce déplacement est statistiquement indépendant de la position \vec{r}_2 du volume, alors l'expression (2.3) peut se mettre sous la forme (2.5). Cette hypothèse est en accord avec une description MHD d'un plasma dans lequel la turbulence est gelée par le champ magnétique.

$$\begin{aligned} \langle s(t)s^*(t+\tau) \rangle_t &= \frac{1}{n_c^2} \langle \int_V \int_V n(\vec{r}_1, t) n(\vec{r}'_2, t) e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}'_2)} d^3r_1 d^3r'_2 \rangle_t \cdot \langle e^{i\vec{k} \cdot \vec{\Delta}(\tau)} \rangle \\ &= \frac{1}{n_c^2} S(\vec{k}) \cdot \langle e^{i\vec{k} \cdot \vec{\Delta}(\tau)} \rangle \end{aligned} \quad (2.5)$$

Le deuxième terme représente le facteur de forme qui dépend de la longueur d'onde d'analyse

mais qui est indépendant du temps. Le troisième terme est relié à la distribution des probabilités de déplacement des irrégularités. Il représente donc les propriétés statistiques de la turbulence et du mouvement microscopique. Par la suite, le terme $\frac{1}{n_c^2}$ sera intégré au facteur de forme, de sorte qu'il n'apparaîtra plus dans les relations qui suivent.

Les propriétés statistiques du déplacement $\vec{\Delta}(\tau)$ des diffuseurs et leur évolution avec le temps vont conditionner la forme de la fonction d'autocorrélation. En particulier la variance du déplacement va jouer un rôle prépondérant.

2.1.3 Description lagrangienne du mouvement microscopique

La description lagrangienne du mouvement des diffuseurs utilise la notion de particule fluide, particule suffisamment grande pour traduire la réponse collective du fluide mais dont la taille est faible devant l'échelle caractéristique des variations des forces externes. Le mouvement d'une particule fluide est régi par les équations générales du fluide et la description du mouvement est faite en suivant cette particule au cours de son déplacement. Ce type de description lagrangienne est discuté plus en détail par Monin et Yaglom (1971), par exemple.

Dans un référentiel eulérien, fixe, le mouvement des diffuseurs peut être décomposé selon une vitesse moyenne, représentant le mouvement global du plasma à grande échelle, et une composante représentant la fluctuation de la vitesse lagrangienne autour de cette vitesse moyenne. Cette fluctuation traduit les mouvements turbulents de plus petite échelle.

En supposant une distribution des fluctuations de vitesses de type gaussien, on peut relier le troisième terme de l'équation (2.5) à la variance du déplacement dû aux fluctuations de vitesses lagrangiennes.

$$\langle e^{i\vec{k} \cdot \vec{\Delta}(\tau)} \rangle = e^{-\frac{1}{2}k^2 \Delta_\tau^2} \quad (2.6)$$

D'autre part, en posant V' la fluctuation des vitesses lagrangiennes, on peut définir la variance du déplacement par la relation :

$$\Delta_\tau^2 = \int_0^\tau \int_0^\tau \langle \vec{V}'(t_1) \vec{V}'(t_2) \rangle dt_1 dt_2 \quad (2.7)$$

La variance du déplacement peut alors s'exprimer en fonction de la variance des fluctuations U' de la vitesse eulérienne et de la fonction de corrélation des vitesses lagrangiennes R_L (Taylor, 1921).

$$\Delta_\tau^2 = 2 \langle \vec{U}'^2 \rangle \int_0^\tau (\tau - t) R_L(t) dt \quad (2.8)$$

Monin et Yaglom (1971) montrent que la forme de la fonction d'autocorrélation des fluc-

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

tuations de vitesses lagrangiennes n'a que peu d'importance, pourvu qu'elle soit à décroissance suffisamment rapide et qu'elle satisfasse aux conditions aux limites. La forme choisie en général, est une exponentielle décroissante donnée par l'expression (2.9), où T_L est le temps de corrélation du mouvement des particules fluides, défini par l'équation (2.10), à partir de la fonction d'autocorrélation lagrangienne.

$$R_L(t) = e^{-\frac{t}{T_L}} \quad (2.9)$$

$$T_L = \int_0^\infty R_L(t) dt \quad (2.10)$$

Après intégration, on peut exprimer la variance du déplacement sous la forme de l'équation (2.11), parfois désignée par variance d'Obhukov.

$$\Delta_\tau^2 = 2 < \vec{U}'^2 > T_L^2 \left(\frac{\tau}{T_L} + e^{-\frac{\tau}{T_L}} - 1 \right) \quad (2.11)$$

La description lagrangienne du mouvement permet alors d'obtenir une forme analytique de la fonction d'autocorrélation en fonction du temps. En définissant un coefficient de diffusion D défini selon $D = < \vec{U}'^2 > T_L$, on montre que la fonction d'autocorrélation mesurée par les radars se met sous la forme (2.12).

$$< s(t)s^*(t + \tau) > = S(\vec{k}) \cdot e^{-k^2 D T_L \left(\frac{\tau}{T_L} + e^{-\frac{\tau}{T_L}} - 1 \right)} \quad (2.12)$$

L'accord entre cette forme analytique et la forme des ACF mesurées par des radars HF a été montré dans plusieurs études (Hanuse et al., 1993; Villain et al., 1996; André et al., 1998). Si la forme (2.12) reproduit la diversité des formes observées dans les données SuperDARN, les valeurs des paramètres déduits comme les temps de corrélation ou les coefficients de diffusion restent délicates à interpréter.

2.1.4 Ajustement des données SuperDARN

La figure 2.1 représente un exemple d'ajustement d'une fonction d'autocorrélation obtenue par le radar de Stokkseyri (Islande) le 24 Décembre 1995, vers 14h00 TU sur le faisceau 10. L'ajustement entre les points expérimentaux et la forme analytique (2.12) est excellent. Les paramètres déduits de l'ajustement donnent un temps de corrélation de 13.6 ms et un coefficient de diffusion égal à $314 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

La description lagrangienne et la forme analytique des ACF qui en découle permettent de reproduire les diverses formes observées dans les données. En particulier, Hanuse et al. (1993)

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

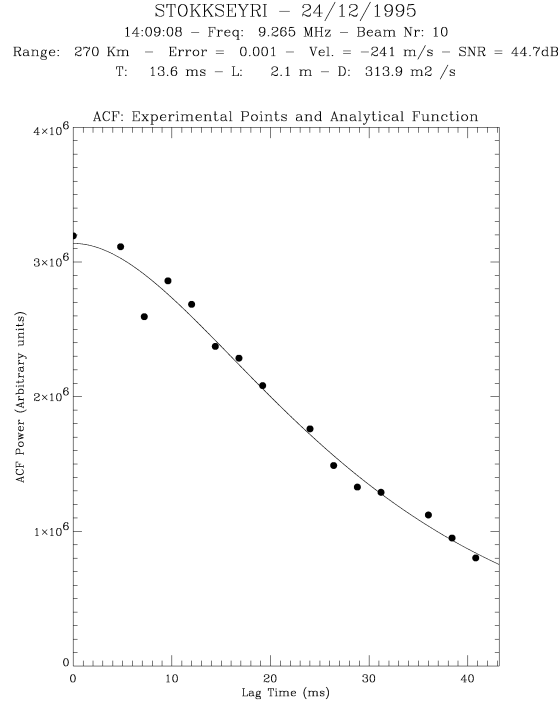


FIG. 2.1 – Exemple d’ajustement d’une fonction d’autocorrélation, d’après André (1997).

observent des formes gaussiennes, lorentziennes ou intermédiaires entre les deux, avec un début gaussien et une queue lorentzienne. Ces formes peuvent être reproduites par le modèle en considérant les limites de l’équation (2.12) aux temps courts et longs. En considérant des temps courts $\tau \ll T_L$, l’expression (2.12) se simplifie pour donner un profil gaussien de la forme (2.13).

$$\langle s(t)s^*(t+\tau) \rangle = S(\vec{k})e^{-\frac{1}{2}\frac{D}{T_L}k^2\tau^2} \quad (2.13)$$

$$\langle s(t)s^*(t+\tau) \rangle = S(\vec{k})e^{-k^2D\tau} \quad (2.14)$$

Au contraire, lorsque $\tau \gg T_L$, le profil devient lorentzien et son expression est donnée par (2.14).

Bien que cette théorie ait été appliquée avec succès aux plasmas de laboratoire (Grésillon et al., 1992; Cabrit, 1992) et qu’elle reproduise les formes des ACF, l’application aux données radar met en avant des coefficients de diffusion de deux ordres de grandeurs trop importants par rapport aux coefficients de diffusion ambipolaire attendus (André et al., 1998, 2000b).

2.2 Effet du mouvement des centres diffuseurs

La description lagrangienne présentée ci-dessus met en avant les propriétés statistiques du déplacement des centres diffuseurs dans le volume sondé par les radars. Le mouvement des centres diffuseurs dépend du milieu dans lequel ils évoluent. En particulier, les propriétés magnétiques du plasma et l'effet des collisions influencent les trajectoires des particules.

2.2.1 Perturbation cyclotronique de l'ACF

L'effet d'un champ magnétique sur les fonctions d'autocorrélation temporelles d'un signal diffusé par un plasma de laboratoire turbulent a été étudié par Tomchuk (2000). La partie qui suit reprend succinctement les concepts de la description du mouvement à petite échelle. La présence d'un champ magnétique se traduit sur la fonction d'autocorrélation par l'apparition d'oscillations dues au mouvement cyclotron des centres diffuseurs autour des lignes de champ magnétique.

2.2.1.a Cas d'un plasma collisionnel non magnétisé

Dans le cas d'un plasma non-soumis à l'influence d'un champ magnétique, les trajectoires des particules peuvent être vues comme des lignes droites, discontinues du fait des collisions.

Si l'on étudie le mouvement d'une particule soumise à l'influence des collisions pendant un intervalle de temps $[0, t]$, correspondant au retard noté τ précédemment, le déplacement après n collisions successives intervenant aux temps t_1, t_2, t_3, \dots , peut se mettre sous la forme (2.15).

$$\vec{\Delta}_n = \vec{V}_0 t_1 + \vec{V}_1(t_2 - t_1) + \dots + \vec{V}_n(t - t_n) \quad (2.15)$$

Les termes \vec{V}_n représentent la vitesse de la particule entre deux collisions. Si l'on pose σ_V^2 la variance des vitesses, on aboutit à une expression de la variance du déplacement sous la forme (2.16).

$$\langle \Delta_n^2 \rangle = \sigma_V^2 [t_1^2 + (t_2 - t_1)^2 + \dots + (t - t_n)^2] \quad (2.16)$$

Classiquement, en introduisant une fréquence moyenne de collisions ν , la probabilité pour que la particule ne subisse pas de collisions pendant un intervalle de temps $[0, t]$ est donnée par $p_0(t) = e^{-\nu t}$ et la probabilité pour que la particule se déplace sans collision jusqu'au temps t puis subisse une collision dans l'intervalle de temps $[t, t + dt]$ est $p_1(t) = \nu e^{-\nu t} dt$.

En généralisant, on exprime la probabilité p_n d'obtenir n collisions aux instants t_1, t_2, t_3, \dots

sous la forme d'un produit. Ce produit doit tenir compte des probabilités d'avoir une collisions à chaque instant $[t_i, t_i + dt_i]$ et des probabilités de temps de vol libre entre deux collisions successives. Ainsi, la probabilité p_n peut se mettre sous la forme (2.17).

$$\begin{aligned} p_n(t) &= \nu e^{-\nu t_1} dt_1 \cdot e^{-\nu(t_2-t_1)} dt_2 \dots \nu e^{-\nu(t_n-t_{n-1})} dt_n \cdot e^{-\nu(t-t_n)} \\ p_n(t) &= \nu^n e^{-\nu t} dt_1 \dots dt_n \end{aligned} \quad (2.17)$$

En intégrant sur tous les temps de collisions et en sommant sur le nombre de collisions possibles, on peut exprimer la variance du déplacement sous la forme (2.18).

$$\langle \Delta^2 \rangle = \sigma_V^2 \sum_{n=0}^{\infty} \nu^n e^{-\nu t} \int_0^t dt_n \int_0^{t_n} dt_{n-1} \dots \int_0^{t_2} dt_1 \left[t_1^2 + (t_2 - t_1)^2 + \dots + (t - t_n)^2 \right] \quad (2.18)$$

On peut montrer analytiquement que cette somme se réduit en variance d'Obhukov et prend la forme (2.19) (Tomchuk, 2000).

$$\langle \Delta^2 \rangle = 2 \frac{\sigma_V^2}{\nu^2} (e^{-\nu t} - 1 + \nu t) \quad (2.19)$$

On retrouve ainsi la variance du déplacement des irrégularités telle qu'on l'avait exprimée à l'aide du formalisme lagrangien. Cependant, le mouvement décrit ici est celui des ions et non pas celui des irrégularités à plus grande échelle. Le mouvement turbulent est donc ici modélisé par une succession de collisions régies par un terme de collisions moyen. En particulier, on peut remarquer que le terme $\frac{1}{\nu}$ joue le rôle du temps de corrélation introduit dans l'équation (2.10) et que le rôle du coefficient de diffusion est ici tenu par le terme $\frac{\sigma_V^2}{\nu}$.

2.2.1.b Cas d'un plasma magnétisé, faiblement collisionnel

Dans le cas d'un plasma magnétisé, les particules ionisées décrivent des trajectoires circulaires autour des lignes de force du champ magnétique. La géométrie du problème est alors différente : les mouvements sont confinés dans le plan perpendiculaire à \vec{B} . Les particules suivent des mouvements de giration entre deux collisions. Si le plasma n'est que faiblement collisionnel, la trajectoire est composée d'arcs de cercles, les particules changeant de rayon à chaque collision. La trajectoire le long des arcs de cercle peut être décrite par l'intermédiaire du rayon de Larmor moyen ρ et de la gyrofréquence Ω définie comme $\rho = \frac{V}{\Omega}$. A chaque collision, la particule s'engage dans un mouvement autour d'un nouveau centre guide. Nous supposons par la suite que les mouvements autour des centres guides sont indépendants entre eux et que la gyrofréquence

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

pour chacun des centres guides peut se représenter par une constante égale à la gyrofréquence moyenne Ω sur l'ensemble des particules dans le volume.

En considérant deux collisions successives, repérées par les indices $i-1$ et i , on peut exprimer le déplacement de la particule, projeté sur une direction transverse à \vec{B} .

Après la collision $i-1$, la particule décrit une trajectoire circulaire dans le plan transverse, représentée par un cercle de rayon ρ_{i-1} et une phase initiale ϕ_{i-1} . A la collision i , la particule se trouve sur le même cercle mais avec la phase ϕ_i . Il vient alors la relation (2.20).

$$\phi_i = \phi_{i-1} - \Omega(t_i - t_{i-1}) \quad (2.20)$$

La projection du déplacement pendant l'intervalle de temps $[t_{i-1}, t_i]$ sur un axe horizontal peut alors se mettre sous la forme de la relation (2.21).

$$\begin{aligned} \Delta_i &= \rho_i \cos(\phi_i) - \rho_i \cos(\phi_{i-1}) \\ &= \rho_i [\cos(\phi_{i-1} - \Omega(t_i - t_{i-1})) - \cos(\phi_{i-1})] \end{aligned} \quad (2.21)$$

Le déplacement associé à n collisions intervenant pendant l'intervalle de temps $[0, t]$ s'obtient en sommant les déplacements élémentaires entre chaque collision. En supposant les vitesses avant et après collision indépendantes et en moyennant sur les différents rayons de Larmor, la variance du déplacement s'exprime :

$$\langle \Delta_n^2 \rangle = \rho^2 \left\langle \sum_{i=1}^{n+1} [\cos(\phi_{i-1} + \Omega(t_i - t_{i-1})) - \cos(\phi_{i-1})]^2 \right\rangle \quad (2.22)$$

Dans l'équation précédente, le terme t_i associé à l'indice $n+1$ représentera le temps t . Ainsi, la relation (2.22) tient compte de la projection du déplacement après la dernière collision n .

En intégrant sur l'ensemble des réalisations possibles de la phase pour chacune des collisions et en supposant une distribution de phases initiales aléatoires, la variance du déplacement se réduit à la forme de la relation (2.23).

$$\langle \Delta_n^2 \rangle = 4\rho^2 \left[\sin^2 \frac{\Omega t_1}{2} + \sin^2 \frac{\Omega(t_2 - t_1)}{2} + \dots + \sin^2 \frac{\Omega(t - t_n)}{2} \right] \quad (2.23)$$

En sommant sur le nombre de collisions possibles dans l'intervalle de temps $[0, t]$, Tomchuk (2000) montre que l'expression précédente peut se mettre sous la forme (2.24).

$$\frac{\Delta^2}{4\rho^2} = 2 \left[\frac{\frac{\Omega}{\nu}}{1 + \frac{\Omega^2}{\nu^2}} \right]^2 \left[(1 + \nu t) \left(1 + \frac{\Omega^2}{\nu^2} \right) - 2 + e^{-\nu t} \left(\left(1 - \frac{\Omega^2}{\nu^2} \right) \cos(\Omega t) - 2 \frac{\Omega}{\nu} \sin(\Omega t) \right) \right] \quad (2.24)$$

En imposant $\Omega = 0$, on vérifie aisément que l'on retrouve la variance d'Obhukov (2.19).

La fonction d'autocorrélation temporelle, proportionnelle au terme $e^{-\frac{1}{2}k^2\langle\Delta^2\rangle}$, dépend alors des paramètres ρ et Ω . La figure 2.2 représente l'allure de la fonction d'autocorrélation en fonction des termes ν/Ω et Ωt .

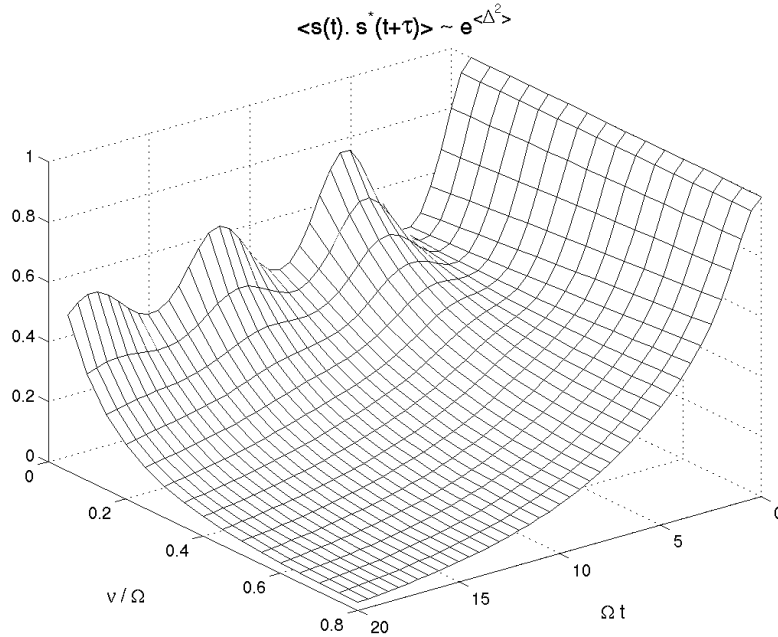


FIG. 2.2 – Evolution de la fonction d'autocorrélation $\langle s(t)s^*(t + \tau) \rangle$ en fonction des paramètres ν/Ω et Ωt .

Pour des valeurs suffisamment faibles de ν , la fonction d'autocorrélation présente des oscillations amorties dont la période est fixée par la gyrofréquence. L'amplitude de ces oscillations s'amenuise à mesure que l'effet des collisions augmente et lorsque l'effet des collisions est suffisamment important, les oscillations ne sont plus visibles, la fonction d'autocorrélation décroît alors plus rapidement. Le mouvement est alors entièrement contrôlé par les collisions. L'amplitude de ces oscillations dépend par ailleurs de la valeur du rayon de Larmor.

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

Les mesures de fonctions d'autocorrélation dans un plasma magnétisé peu collisionnel doivent donc en théorie présenter ce genre d'oscillations. Les signaux de diffusion de la lumière par un plasma de laboratoire observés par Tomchuk (2000) semblent confirmer expérimentalement la présence de ces oscillations, même si la faible amplitude des oscillations ne permet une certitude absolue. Même si les caractéristiques des plasmas entre l'ionosphère et un tel plasma de laboratoire sont très différentes, le principe de mesure de diffusion décrit par Tomchuk (2000) et celui des radars SuperDARN sont très proches et permettent en principe d'appliquer la théorie décrite ci-dessus. Si les paramètres ionosphériques sont dans une gamme adaptée, les ACF observées par SuperDARN doivent donc contenir la signature du mouvement cyclotron des ions.

2.2.2 Application à l'ionosphère

L'analyse précédente décrit le mouvement microscopique des centres diffuseurs dans le plasma observé. Même si les électrons sont responsables de la diffusion, ce sont les ions qui contrôlent globalement le phénomène de diffusion. Les ions décrivent des orbites autour des lignes de champ magnétique ; les électrons écrantent les ions et les suivent donc dans leur mouvement caractéristique. Dans le cas d'un plasma magnétisé, le signal rétrodiffusé par l'ensemble porte donc la signature du mouvement des ions.

Le signal rétrodiffusé se décompose alors en trois contributions : le facteur de forme, la contribution due au mouvement aléatoire de l'élément fluide et la contribution d'un mouvement à plus petite échelle, dû au déplacement des ions autour des lignes de champ. La fonction d'autocorrélation globale prend alors la forme (2.25) où Δ est donné par l'équation (2.24).

$$\langle s(t)s^*(t+\tau) \rangle = S(\vec{k}) \cdot e^{-k^2 D T_L \left(\frac{\tau}{T_L} - 1 + e^{-\tau/T_L} \right)} \cdot e^{-k^2 \frac{\Delta^2}{2}} \quad (2.25)$$

La fonction d'autocorrélation dépend donc d'un certain nombre de paramètres caractéristiques du milieu étudié et en particulier du coefficient de diffusion turbulente D , du temps de corrélation lagrangien T_L , du rayon de Larmor moyen ρ de la fréquence de collisions ν et de la gyrofréquence Ω .

Ces deux derniers paramètres dépendent de la nature des particules rencontrées donc de la composition du plasma. Dans l'ionosphère, la répartition relative des différentes espèces ionisées dépend en premier lieu de l'altitude. La détection effective des oscillations dans les ACF SuperDARN va donc être conditionnée par l'altitude ou l'origine des échos reçus.

La région E de l'ionosphère constitue un plasma collisionnel et les échos qui en proviennent ne doivent pas, a priori, mettre en évidence d'oscillations de nature magnétique. La région F, au

contraire, est peu collisionnelle et est susceptible de générer des ACF oscillantes. En moyenne, on peut considérer la région F comme un plasma principalement constitué d'oxygène atomique. Dans les régions aurorales étudiées, la valeur du champ magnétique B est assez constante et vaut $5.4 \cdot 10^{-5}$ T. La gyrofréquence moyenne à laquelle on peut donc s'attendre pour cette région, estimée par la relation (2.26), est alors de 320 rad.s^{-1} approximativement, soit environ 50 Hz en fréquence.

$$\Omega = \frac{qB}{M} \quad (2.26)$$

La région E est constituée essentiellement d'oxygène moléculaire O_2^+ et de NO^+ pour les espèces ionisées. Les processus collisionnels ne permettent pas a priori la présence d'oscillations dans les ACF. Dans les études qui vont suivre, la région E sera systématiquement étudiée pour servir de référence à l'étude de la région F, susceptible de montrer des oscillations. Si la région E permettait d'observer ce type d'oscillations, la gyrofréquence moyenne devrait être de l'ordre de 25 Hz à cause de la composition de cette couche.

Par ailleurs, on admet que les rayons de Larmor des électrons et des ions en région F sont respectivement de 1 cm et de 3 m. En moyenne, les radars de la chaîne SuperDARN opèrent à des fréquences situées aux alentours de 10 MHz. Cette gamme de fréquences correspond à une longueur d'onde de l'ordre de 30 m et donc à une longueur d'onde d'analyse de 15 m. Le paramètre $k\rho$ est donc de l'ordre de 0.6, valeur propice à l'observation des oscillations.

La région F, peu collisionnelle, est donc un bon candidat à l'observation des oscillations. D'une façon générale, nous ne nous attendons pas à observer de telles oscillations dans les ACF mesurées en région E. Cependant, les échos qui en sont issus seront systématiquement étudiés de manière à mettre en avant les différences entre les deux régions.

2.2.3 Recherches des signatures ioniques dans les ACF SuperDARN

Dans l'étude qui va suivre, nous imposons un certain nombre de critères sur la sélection des fonctions d'autocorrélation à analyser.

2.2.3.a Sélection des ACF

Le premier des critères concerne la puissance des échos reçus par le radar. Ainsi, on choisit de ne travailler qu'avec les échos dont la puissance est suffisamment élevée pour ne pas être noyés dans le bruit ambiant. Arbitrairement, on choisit de ne travailler qu'avec les échos dont le rapport signal à bruit est supérieur à 9 dB.

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

La recherche des signatures du mouvement cyclotronique porte essentiellement sur les ACF de région F. On distinguera ici la région E de la région F en se basant sur la distance des échos, estimée par le radar à partir du temps de propagation. De manière à distinguer clairement les deux régions, la région E sera associée aux échos provenant de distances inférieures à 650 km et la région F concernera les distances de plus de 900 km. En absence de réfraction, l'horizon pour la région E est associée à des distances de 1200 km. Cependant les conditions de propagation et notamment la réfraction permettent d'atteindre la région F avec des distances de l'ordre de 900 km (Hanuise et al., 1991).

Enfin, le troisième critère de sélection porte sur l'erreur sur la vitesse. Dans le traitement des ACF mesurées par le radar, la vitesse des échos est estimée à partir de la phase du signal. Le traitement détermine également une estimation de l'erreur. Ici, les oscillations recherchées influent sur l'amplitude des ACF mais pas sur la phase ; elles ne doivent donc pas engendrer d'erreurs importantes sur la vitesse. Par ailleurs, André (1997) a montré que des spectres contenant plusieurs composantes de vitesse présentent généralement des oscillations à la fois sur la phase et l'amplitude. En choisissant de ne traiter que des ACF associées à des erreurs faibles (typiquement inférieures à 100 m.s^{-1}), on élimine donc de l'étude les oscillations de phase, et donc en particulier les spectres multi-composantes.

Pour détecter la présence d'oscillations et mesurer leur fréquence éventuelle, il faut en premier lieu définir une méthode d'analyse des ACF. Pour cela, trois voies ont été envisagées.

La première consiste à faire abstraction du formalisme et à ne travailler que sur la forme brute des ACF expérimentales. Cette méthode, pour peu que l'on puisse détecter directement les oscillations sur les séries temporelles, s'affranchit de tout a priori formel et présente l'avantage de correspondre au but fixé de cette étude : peut-on détecter les oscillations dans les ACF et si oui, quelle en est la fréquence ?

La deuxième voie consiste à entreprendre une analyse spectrale classique, de type transformée de Fourier, sur les fonctions d'autocorrélation. Bien entendu, vu le faible nombre de points sur lequel sont définies les ACF, le choix de cette voie impose un certain nombre de contraintes techniques.

La troisième voie correspond à un ajustement des ACF expérimentales par les formes analytiques appropriées. Cette voie, basée entièrement sur une approche formelle est d'un point de vue méthodologique, plus éloignée de la démarche initiale car on force la présence d'oscillations. Cependant, elle s'appuie sur des algorithmes d'ajustement robustes.

2.2.3.b Première voie : l'ajustement polynômial

L'idée de cette approche est de déterminer directement la fréquence caractéristique d'une oscillation sur les séries temporelles que représentent les fonctions d'autocorrélation. La technique retenue ici consiste à ajuster les ACF expérimentales par des polynômes. On développe ainsi un algorithme que l'on peut symboliser sous la forme du schéma suivant.

- ↪ sélection d'une ACF
- ↪ ajustement par des polynômes de degré compris entre 5 et 15
 - ↪ estimation des erreurs d'ajustement (moindres carré)
 - ↪ choix du degré optimal
- ↪ estimation de la dérivée du polynôme
- ↪ détermination de la période d'oscillation

L'idée sous-jacente est donc de traiter les ACF en les ajustant par plusieurs polynômes de degré compris entre 5 et 15. Pour chacun d'eux, on estime une erreur par calcul des moindres carrés. Le polynôme conservé pour la suite du traitement est celui qui donne l'erreur la plus faible. Le calcul de la dérivée de ce polynôme donne la position des extrema. En prenant la durée entre deux extrema successifs de même nature, on estime la période. Si les oscillations sont périodiques, la durée entre extrema successifs doit être constante.

Dans un premier temps, nous nous intéressons au comportement de l'algorithme en simulant une série d'ACF oscillantes. Chacune d'elles est simulée selon la forme analytique attendue (2.25) avec la même gyrofréquence, fixée à $\Omega = 300 \text{ rad.s}^{-1}$, mais avec des paramètres $k\rho$ et ν différents. Chacune des ACF est alors analysée par l'algorithme et l'on s'intéresse à la répartition des fréquences déduites de cette analyse.

Les résultats de cette simulation montrent que l'algorithme est capable de retrouver la valeur de la période d'oscillation et la position des extrema.

Cependant, dès lors que l'on se rapproche d'ACF plus réalistes, notamment par l'introduction d'un bruit systématique dans les ACF, on constate que l'algorithme commet des erreurs. L'introduction d'un bruit aléatoire uniforme dans les données, résultant en un rapport signal sur bruit de 10 à 15 dB, se traduit par l'apparition de deux principales sources d'erreur.

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

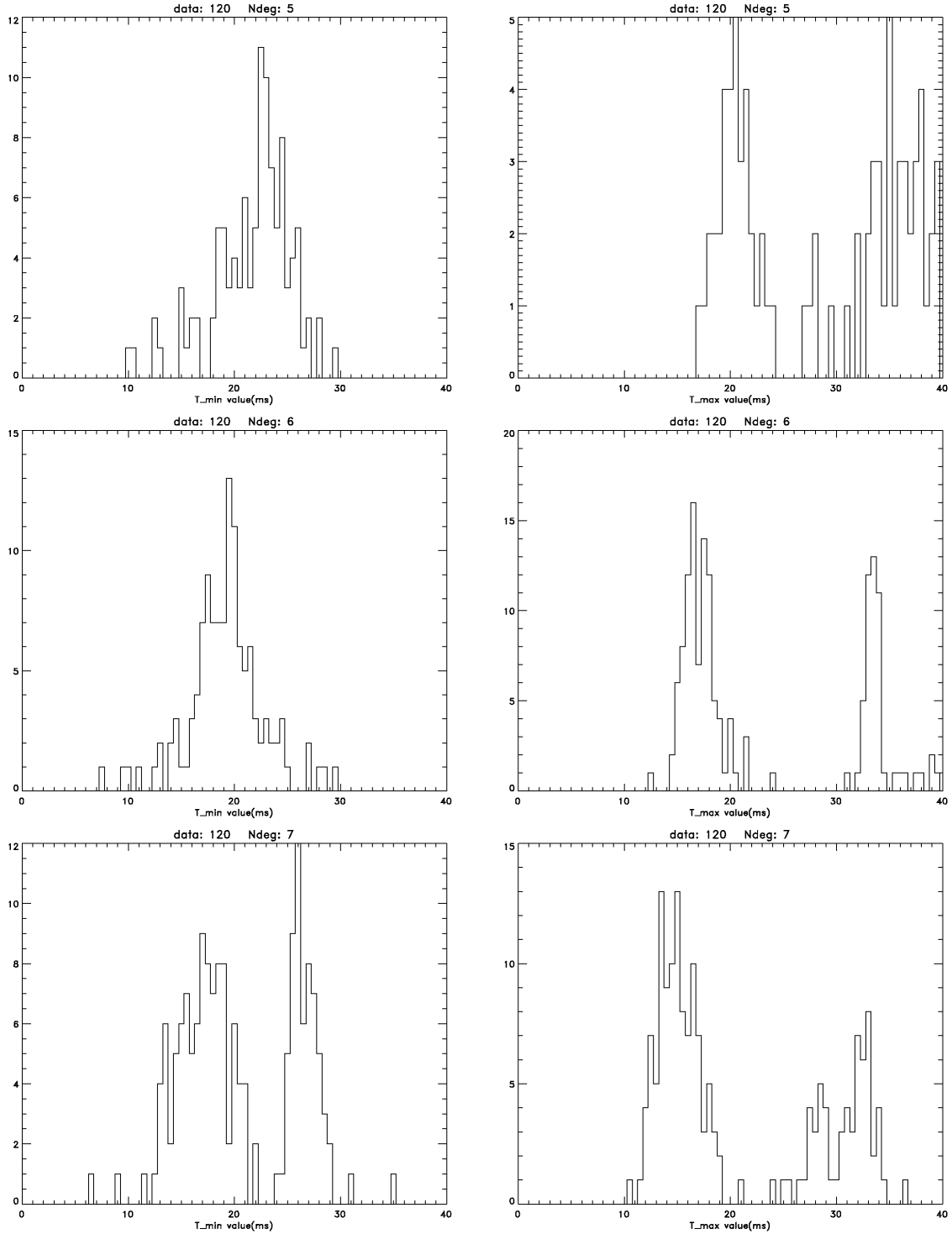


FIG. 2.3 – Distributions des périodes obtenues à partir de la position des minima (colonne de gauche) et des maxima (colonne de droite) déterminées par l'ajustement polynomial pour des degrés de 5, 6 et 7, de haut en bas. Les ACF simulées oscillent à une période de 18 ms.

D'une part, l'algorithme a tendance à ajuster les points expérimentaux par des polynômes qui effectuent une oscillation complète entre deux points successifs. On peut s'affranchir de cet effet indésirable en ne considérant que les fréquences inférieures à la fréquence de Nyquist. Celle-ci est donnée par la relation (2.27), où $T_{ech.}$ est la fréquence d'échantillonnage, soit 2.4 ms qui mène à $f_{Nyq.} = 208 \text{ Hz}$ soit 1300 rad.s^{-1} .

$$f_{Nyq.} = \frac{1}{2T_{ech.}} \quad (2.27)$$

D'autre part, on s'aperçoit que bien que les polynômes ajustent correctement les points expérimentaux, l'algorithme met en avant assez systématiquement des polynômes d'ordre 9 ou 10. On peut alors se demander si l'emploi systématique d'un degré particulier introduit un biais dans l'estimation des périodes. La figure 2.3 montre que la période déterminée dépend du degré du polynôme utilisé. Elle montre les distributions de périodes obtenues à partir des minima (à gauche) et des maxima (à droite) pour différents degrés. L'étude est très restreinte, elle ne porte que sur 120 ACF simulées avec une période de 18 ms. Cependant, la figure montre clairement que la période déterminée dépend du degré choisi, que ce soit à partir des minima ou des maxima. Sur la colonne de gauche, on constate qu'un degré 5 mène à des estimations de l'ordre de 22 ms contre 19 ms et 15 ms pour un degré 6 et 7, respectivement. La colonne de droite montre la même tendance. De plus, on constate que l'influence des harmoniques augmente avec le degré.

De plus, ce biais introduit par le choix du degré du polynôme reste présent que l'on considère la puissance expérimentale de l'ACF ou la différence entre la puissance expérimentale et un ajustement moyen de l'ACF, différence censée renforcer le poids des oscillations.

Ainsi, ce genre d'ajustement par des polynômes ne permet pas l'observation des périodes, même pour des données simulées et n'est donc pas applicables à l'étude menée ici.

2.2.3.c Deuxième voie : l'analyse spectrale

Avant d'entreprendre une analyse spectrale de type transformée de Fourier rapide (FFT), il faut prendre en compte la faible résolution des ACF mesurées par SuperDARN. En effet, celles-ci sont définies sur un très faible nombre de points, nombre qui a évolué dans le temps avec la succession de différents modes de fonctionnement. La plupart des données traitées dans cette étude ne sont définies que par 19 points expérimentaux. De plus, le signal n'est pas forcément échantillonné régulièrement dans la mesure où certains points sont éliminés au cours de l'acquisition (voir description des *badlags* dans la partie 1.3.3).

Pour remédier à la présence de ces trous dans les données, on choisit de remplacer les points

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

manquants par interpolation linéaire de manière à obtenir un signal correctement échantillonné. De plus, on ajoute à la courbe un certain nombre de points (15) décrivant une exponentielle décroissante et tendant vers zéro. Celle-ci est obtenue par ajustement des points expérimentaux et est censée représenter la décroissance classique des ACF pour des temps longs, selon la limite lorentzienne décrite par (2.14). Cette série temporelle est ensuite dupliquée par symétrie par rapport à l'axe des ordonnées, en accord avec la propriété de symétrie des fonctions d'auto-corrélation réelles. De plus, pour minimiser l'influence de la fenêtre de découpage, on multiplie le signal par une fenêtre de Hanning, bien adaptée à ce genre de traitement (Harris, 1978). La préparation du signal est résumée schématiquement sur la figure 2.4.

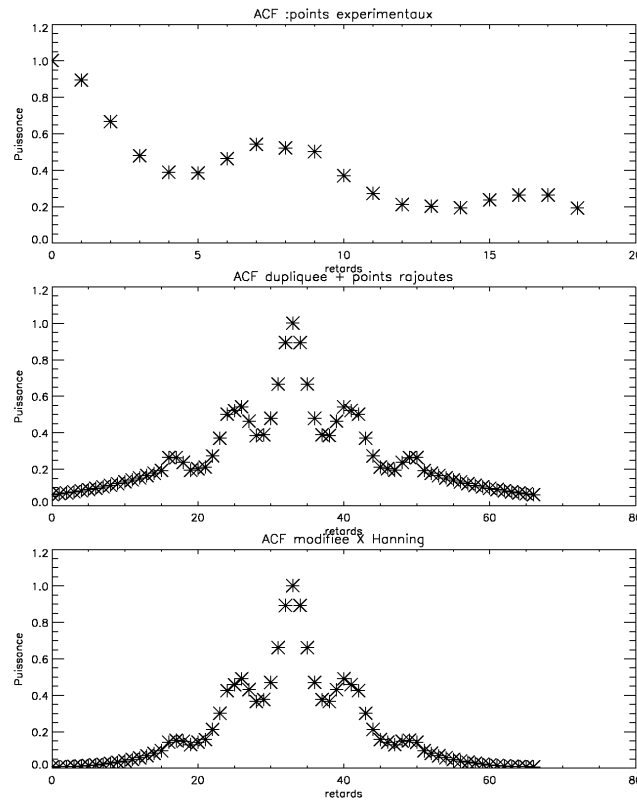


FIG. 2.4 – Principe de la préparation du signal temporel. Les points expérimentaux de l'ACF (en haut) sont dupliqués et prolongés pour obtenir une courbe tendant vers zéro (au milieu). Le résultat est ensuite multiplié par une fenêtre de Hanning (en bas) pour être traité par un algorithme de FFT.

Ainsi traitées, on obtient des ACF définies sur 67 points qui peuvent être analysées par un algorithme de FFT. On considère habituellement qu'un spectre est significatif si les séries temporelles à partir desquelles il est estimé sont définies sur plus de 64 points. On élabore ainsi un

algorithme dont on donne ici la structure :

- ↪ sélection d'une ACF
- ↪ préparation du signal
- ↪ analyse par FFT
 - ↪ normalisation des spectres
- ↪ sommation des spectres
 - ↪ normalisation pour obtenir un spectre total

L'étude du spectre total doit alors donner une forme représentative de l'ensemble des spectres. De là, on peut déduire la période d'oscillation des ACF dans le cas d'une période dominante ou, au pire des cas, la distribution des périodes présentes dans les ACF.

On étudie le comportement de cet algorithme par une étude similaire à celle de la première voie envisagée. On s'assure ainsi du bon comportement de l'algorithme pour des ACF simulées avec un niveau de bruit réaliste et la présence de *badlags*. L'algorithme retrouve alors la présence et la valeur de la période imposée sous la forme de pics secondaires, à condition toutefois que sa valeur ne soit pas trop faible, auquel cas ce pic est englobée dans le pic central. La figure 2.5 présente le spectre total obtenu après traitement de 5000 ACF simulées avec une période de 50 Hz et bruitées artificiellement avec un rapport signal sur bruit de 10 dB. Le spectre total présente un pic central important et deux pics secondaires symétriques, d'amplitude moindre, représentant environ 15 % de l'amplitude du pic principal. La position de ces pics donne la valeur de la fréquence attendue.

Si l'efficacité de l'algorithme sur des données simulées semble prouvée, il est intéressant d'étudier son influence ou bruit propre sur les données. Pour cela, nous étudions les résultats de ce traitement sur 5000 ACF simulées mais n'oscillant pas. Pour se rapprocher des conditions expérimentales, les ACF sont simulées par les formes classiques issues de la description lagrangienne du mouvement microscopique avec des paramètres D et T_L proches des valeurs observées réellement. Pour cela, le paramètre D est choisi dans un intervalle allant de 50 à 200 $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ et T_L est choisi entre 0 et 10 ms. La figure 2.6 représente le spectre total issu du traitement de 5000 de ces ACF. On retrouve le pic central mais les pics secondaires ont disparus et le spectre ne fait pas apparaître de caractéristiques spectrales particulières.

De la même façon, une étude a été menée sur des ACF oscillants à des périodes différentes, aléatoirement choisies dans la gamme $[0,1000] \text{ rad.s}^{-1}$. Le même type de spectre que celui donné par la figure 2.6 a été obtenu, avec toutefois une contribution plus importante du bruit.

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

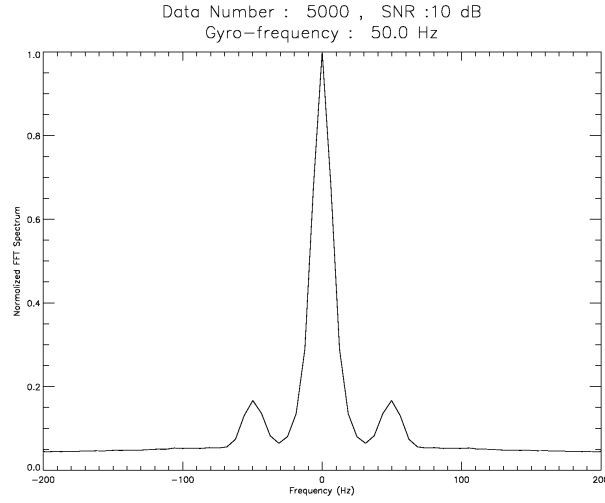


FIG. 2.5 – Spectre obtenu par l'application de l'algorithme sur 5000 ACF simulées avec une fréquence de 50 Hz et bruitées ($S/B = 10$ dB). Cette valeur est retrouvée dans le spectre sous la forme de deux pics secondaires symétriques.

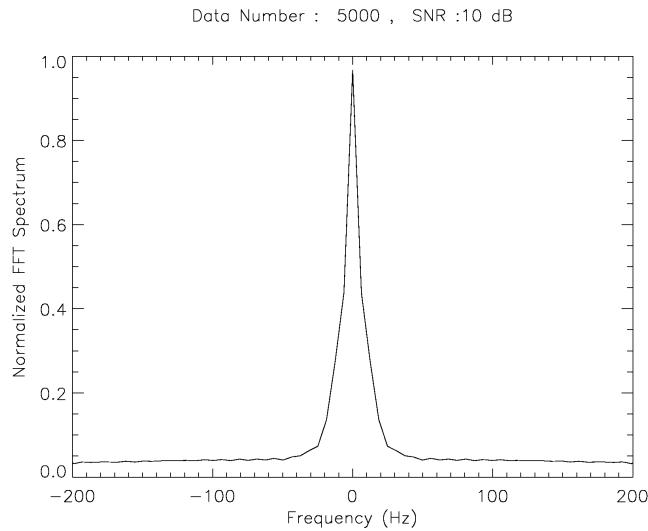


FIG. 2.6 – Spectre obtenu par l'application de l'algorithme sur 5000 ACF simulées sans oscillations à partir de la forme analytique issue du formalisme lagrangien.

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

Ces deux études du comportement de l'algorithme par rapport à des ACF n'oscillant pas ou oscillant sans fréquence privilégiée montrent que l'algorithme n'introduit pas de biais dans les spectres obtenus. Il engendre la présence d'un pic principal centré en zéro mais les résultats précédents tendent à montrer que les pics secondaires sont bien caractéristiques des oscillations des ACF. Ainsi, ce sont ces pics secondaires que l'on va chercher à caractériser dans l'étude des ACF réelles.

Nous avons entrepris une étude statistique sur un nombre important d'ACF de manière à détecter la présence d'oscillations. Sur les données sélectionnées, environ 100.000 correspondent aux critères de sélection décrits plus haut.

Le traitement de ces données fait clairement apparaître deux types de spectres selon la valeur de l'erreur sur la vitesse. La limite entre les deux types de spectres est donnée par une valeur de 15 m.s^{-1} pour l'erreur sur la vitesse.

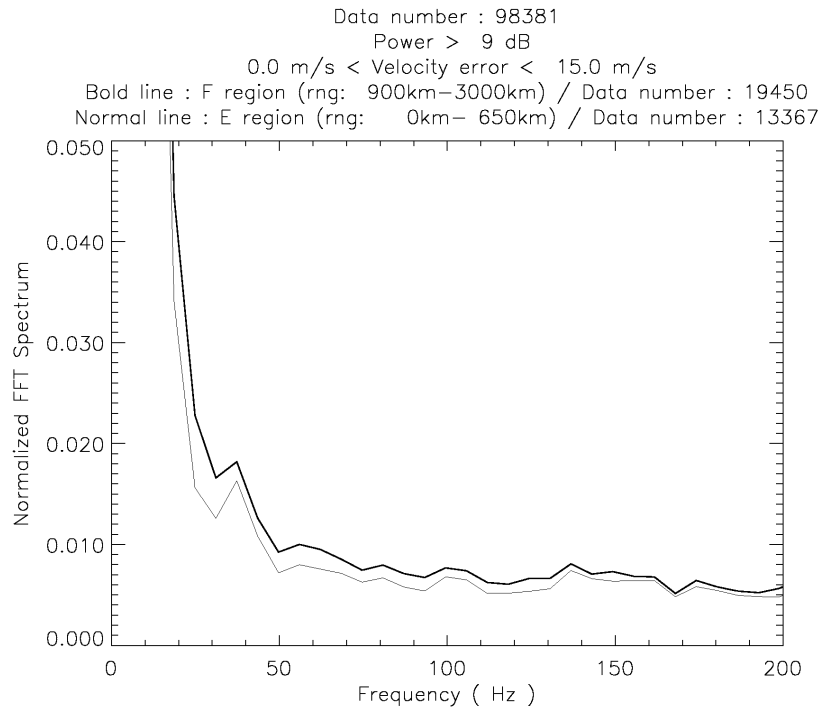


FIG. 2.7 – Spectre correspondant aux erreurs sur la vitesse inférieures à 15 m.s^{-1} . La courbe associée aux échos de région F est en gras, celle associée aux échos de région E est en trait normal.

La figure 2.7 représente le spectre obtenu après traitement de 98381 ACF associées à des erreurs sur la vitesse inférieures à 15 m.s^{-1} . La ligne en trait gras représente le spectre corres-

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

pondant aux échos de région F (19450 échos). La ligne en trait normal représente les échos de région E (13367 échos).

Cette gamme d'erreurs sur la vitesse est associée à des échos propres, faiblement bruités, qui permettent une meilleure précision à l'algorithme. Les spectres de la figure 2.7 révèlent un niveau de bruit assez faible et le pic central est suffisamment étroit pour laisser apparaître un pic secondaire, situé pour les deux régions à 38 Hz, d'amplitude faible et assez proche du niveau de bruit ambiant. Les spectres associés aux deux régions sont semblables et montrent tous deux ce pic à 38 Hz.

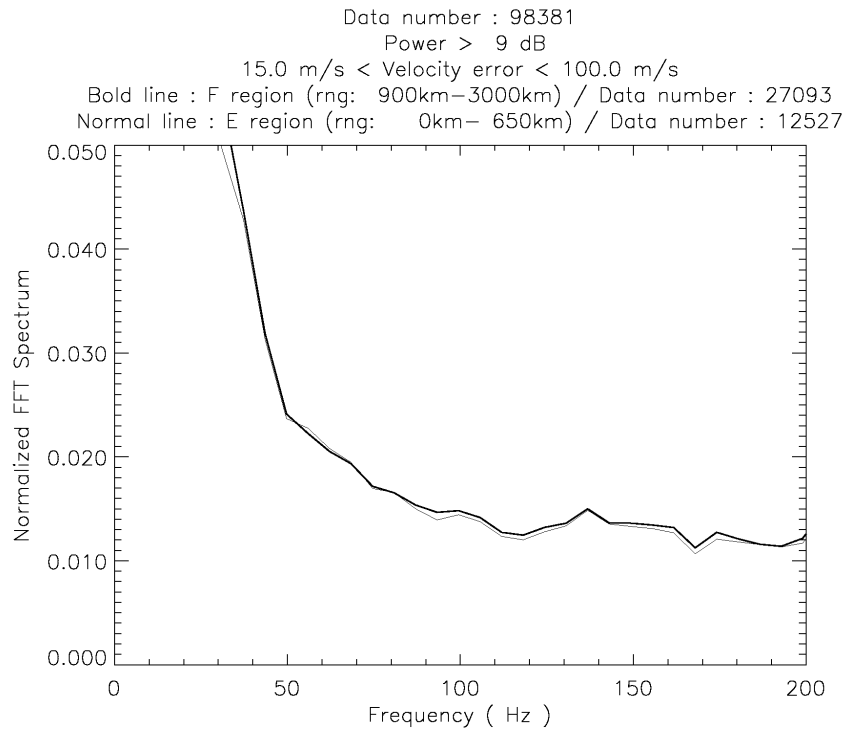


FIG. 2.8 – Spectre correspondant aux erreurs sur la vitesse supérieures à 15 m.s^{-1} . La courbe associée aux échos de région F est en gras, celle associée aux échos de région E est en trait normal.

Par opposition, la figure 2.8 représente les spectres de région E et F (en gras) pour des échos associés à des erreurs sur la vitesse supérieures à 15 m.s^{-1} . Là encore, les deux spectres sont très proches, quasiment identiques dans le cas présent, bien que le nombre de données traitées diffère pour les deux régions : 12527 échos associés à la région E contre 27093 pour la région F. Le pic central est élargi par rapport à la figure précédente et le niveau de bruit a quasiment doublé. Cette augmentation globale du bruit ne permet plus d'observer les composantes spectrales fines

en deçà de 50 Hz. Ainsi, le pic à 38 Hz, s'il est toujours présent, ne peut plus être observé. Les erreurs sur la vitesse supérieures à 15 m.s^{-1} , associées à des ACF plus bruitées, ne permettent pas d'obtenir de résultat significatifs avec la méthode d'analyse choisie.

La figure 2.7 a permis de montrer l'existence d'un pic secondaire à 38 Hz, aussi bien en région E qu'en région F. La position de ce pic, ainsi que sa présence à la fois en région E et en région F semble indiquer qu'il n'est pas lié au mouvement cyclotron des ions. Pour tenter de déterminer la nature de ce pic, un certain nombre d'études ont été entreprises. En particulier, la position de ce pic s'est révélée extrêmement stable et ce, quelle que soit la période de la journée ou la période de l'année des échos obtenus. De même la position du pic est indépendante du nombre de points rajoutés artificiellement aux points expérimentaux et d'une manière plus générale, semble indépendante de la préparation des données. Enfin, la position du pic est indépendante du mode de fonctionnement du radar et donc des caractéristiques techniques des ACF. Ainsi, la valeur de l'incrément temporel du schéma d'émission (voir la partie 1.3.3) et la valeur du temps d'intégration des échos n'affectent pas la position du pic.

L'application de la méthode basée sur une analyse spectrale des ACF semble trouver rapidement ses limites dans la mesure où les caractéristiques des pics recherchés sont proches du niveau de bruit ambiant. Ainsi, la majorité des données ne permet pas d'obtenir de pic et seules les données les plus propres, associées ici à des erreurs sur la vitesse faibles, permettent une définition suffisante. Ces dernières laissent apparaître un pic secondaire dont la position et la stabilité en fonction de divers paramètres ne permettent pas de conclure quant à son origine. Celle-ci est plus probablement reliée à un effet algorithmique ou expérimental qu'à la nature du mouvement microscopique. Cependant, l'origine de cet effet n'a pas pu être déterminée précisément.

2.2.3.d Troisième voie : l'ajustement analytique

L'ajustement des ACF expérimentales par des formes analytiques adaptées se heurte au problème du nombre de paramètres qui entrent en jeu. Il faut alors faire un compromis entre un formalisme mathématique censé représenter les ACF et la recherche d'un algorithme capable de déterminer la valeur de la période. La nécessité d'apporter des simplifications est ici renforcée par le fait que l'on ne s'intéresse qu'au seul paramètre Ω .

En première approximation, on peut supprimer la partie microscopique de l'ACF liée aux mouvements turbulents des centres diffuseurs. En effet, les formes des fonctions d'autocorrélation obtenues avec et sans cette partie sont semblables, bien que l'interprétation des différents

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

paramètres soit alors délicate. Formellement, la forme de l'ACF sans la partie turbulente n'est pas valide pour décrire les ACF expérimentales. Cependant cette forme simplifie l'ajustement et n'altère pas l'estimation du paramètre Ω .

Par ailleurs, les méthodes d'ajustement, aussi efficaces soient-elles, présentent certains inconvénients. En particulier, elles nécessitent l'initialisation des paramètres à estimer, elles s'appuient sur un formalisme qu'on souhaiterait justement valider et enfin, elles nécessitent des outils souvent lourds à mettre en œuvre.

Si l'on néglige la contribution due aux mouvements turbulents, la forme analytique des ACF se met sous la forme (2.28).

$$\langle s(t)s^*(t + \tau) \rangle = P_0 e^{-\frac{k^2 D T_L}{(1 + \Omega^2 T_L^2)^2} \left[\left(1 + \frac{\tau}{T_L}\right) (1 + \Omega^2 T_L^2) - 2 + e^{-\frac{\tau}{T_L}} \left[(1 - \Omega^2 T_L^2) \cos(\Omega \tau) - 2 \Omega T_L \sin(\Omega \tau) \right] \right]} \quad (2.28)$$

On doit alors ajuster les fonctions d'autocorrélation par des courbes comportant 4 paramètres indépendants : P_0 , D , T_L et Ω où D est défini comme $D = \rho^2 \Omega^2 T_L$ par analogie à la forme issue de la description lagrangienne.

Pour initialiser ces paramètres, les ACF sont ajustées par une gaussienne et par une lorentzienne. La courbe engendrant l'erreur minimale est conservée et les paramètres déduits servent à initialiser l'ajustement sous la forme (2.28) pour les paramètres P_0 , D et T_L . Cependant, l'initialisation du paramètre Ω reste arbitraire. Pour éviter de biaiser les résultats de l'ajustement, nous évitons de choisir des fréquences correspondant aux fréquences recherchées. De plus, les estimations trop proches de la période initiale sont considérées comme des échecs du traitement et sont systématiquement éliminées de la statistique. L'ajustement en lui même est effectué par une méthode d'ajustement non-linéaire dite de Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992).

Pour étudier le comportement de l'algorithme, nous procédons de la même manière que précédemment, en simulant des ACF pour un jeu de paramètres D et T_L et en imposant une valeur à la gyrofréquence Ω . Les ACF sont ensuite perturbées par ajout de bruit (jusqu'à un rapport signal sur bruit de 10 dB) et par l'élimination de certains points aléatoirement choisis pour simuler les *badlags*.

En étudiant le comportement de l'algorithme pour différentes valeurs initiales de Ω , nous avons pu vérifier que les valeurs estimées par l'ajustement sont proches des valeurs réelles et que la détermination de Ω ne dépend pas de son initialisation, pourvu que la valeur réelle lui soit inférieure. De plus, on remarque que plus la valeur initiale de Ω est grande, plus le nombre d'ACF pour lesquels l'algorithme d'ajustement échoue est important. Il faut alors trouver un compromis entre une valeur suffisamment grande pour pouvoir observer les pulsations qui nous intéressent

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

et une valeur assez faible pour que l'algorithme traite un nombre significatif de données. Une valeur initiale de 500 rad.s^{-1} semble atteindre ce but ; les résultats de l'ajustement seront alors significatifs jusqu'à environ 600 rad.s^{-1} .

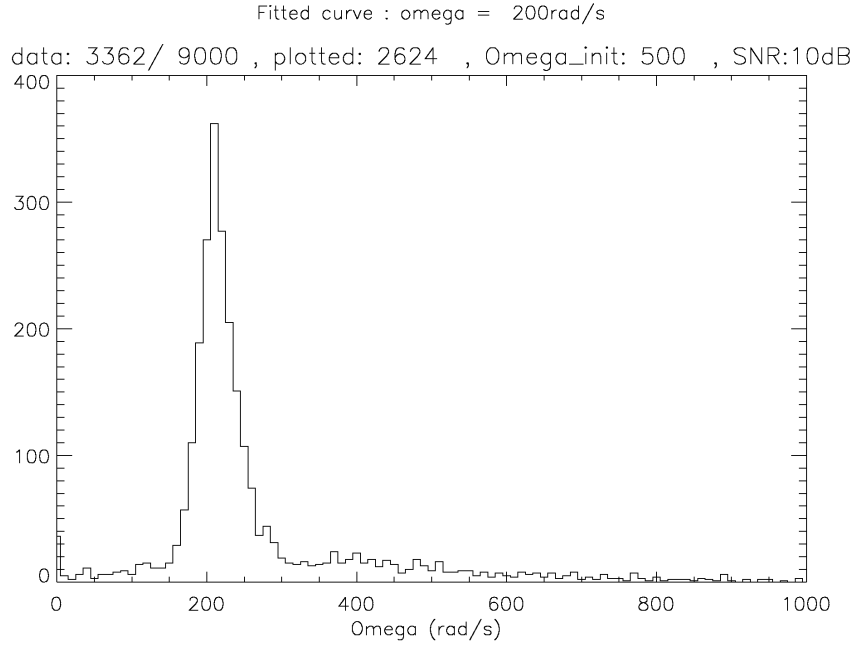


FIG. 2.9 – Distribution des valeurs de Ω estimées par ajustement pour 9000 ACF simulées avec une gyrofréquence de 200 rad.s^{-1} et un rapport signal sur bruit de 10 dB.

La figure 2.9 représente la répartition des valeurs de Ω déterminées par l'ajustement. Sur 9000 ACF simulées avec une fréquence imposée à 200 rad.s^{-1} et un rapport signal sur bruit de 10 dB, environ 3300 sont traitées convenablement par l'algorithme et 2600 donnent des estimations de Ω comprises entre 0 et 1000 rad.s^{-1} . La figure fait apparaître un pic clair autour de 200 rad.s^{-1} . Ainsi, si le nombre d'ACF réellement traitées par l'algorithme est faible, il semble que parmi celles convenablement traitées, les estimations soient correctes.

De la même façon que précédemment, on va s'intéresser à l'influence de l'algorithme sur les estimations. Ce bruit propre peut être caractérisé en étudiant les estimations de Ω sur des ACF n'oscillant pas. Comme dans le cas de l'étude précédente, on cherche à se rapprocher au mieux des ACF expérimentales en choisissant des gammes de valeurs de D et T_L proches de celles observées dans les données. On introduit de plus un bruit uniforme et des trous aléatoirement répartis. La figure 2.10 représente le bruit propre de l'algorithme sous la forme de la distribution

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

des estimations de Ω à partir d'ACF simulées sans oscillations. La figure de gauche montre cette distribution sous forme d'histogramme, entre 0 et 1000 rad.s^{-1} , exprimée en pourcentage du nombre total d'estimations (environ 5500). La figure de droite montre la même figure pour des fréquences comprises entre 10 rad.s^{-1} et 1000 rad.s^{-1} .

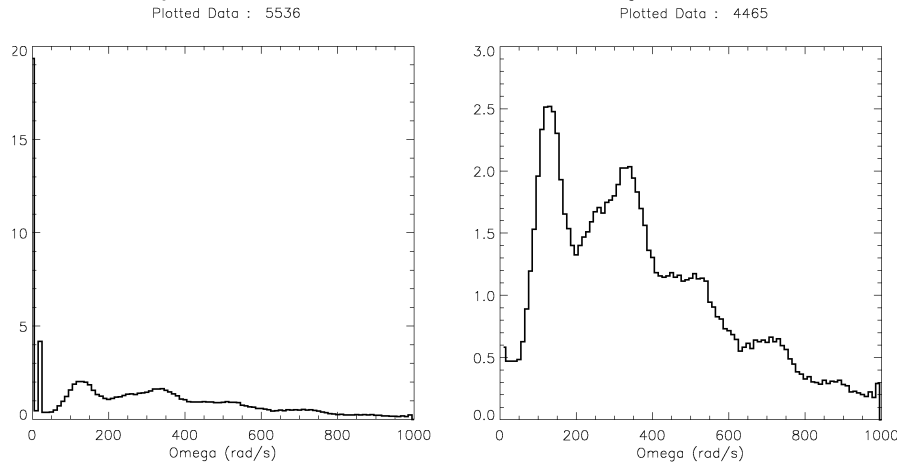


FIG. 2.10 – Bruit propre de l'algorithme entre 0 et 1000 rad.s^{-1} (à gauche) et entre 10 et 1000 rad.s^{-1} (à droite) en pourcentage du nombre de données traitées.

Le profil observé sur les figures précédentes est caractéristique de l'algorithme dans la mesure où il ne dépend pas du jeu de paramètres D et T_L . Outre le pic à zéro élevé, qui correspond à des ajustements qui n'oscillent pas, on observe sur la figure 2.10 la présence de pics secondaires aux alentours de 150 rad.s^{-1} et 325 rad.s^{-1} . Ces pics dépendent directement du nombre de points décrivant les ACF. Nous avons pu vérifier que la position de ces pics se déplace lorsque le nombre de points dans l'ACF varie. La position de ce pic est liée à la durée de la série temporelle. En effet, pour des ACF décrites par 19 points échantillonnés tous les 2.4 ms, la durée de la série est d'environ 43 ms soit 145 rad.s^{-1} . La méthode d'ajustement a donc tendance à favoriser les courbes décrivant une période complète sur la durée de la série, ainsi que les courbes décrivant deux périodes sur la série (pic à 300 rad.s^{-1}).

La méthode est ensuite appliquée aux données réelles, choisies de façon à ne privilégier ni saison, ni heures particulières. Sur plus de 165000 ACF ainsi traitées, environ la moitié est rejetée par l'algorithme qui n'arrive pas à converger. La figure 2.11 représente la distribution des estimations de Ω sous forme d'histogrammes pour la région E et la région F (en gras) pour des erreurs sur la vitesse comprises entre 15 et 100 m.s^{-1} . Environ 10000 ACF par région donnent des estimations dans cette gamme de valeurs. Les distributions pour les régions E et F montrent

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

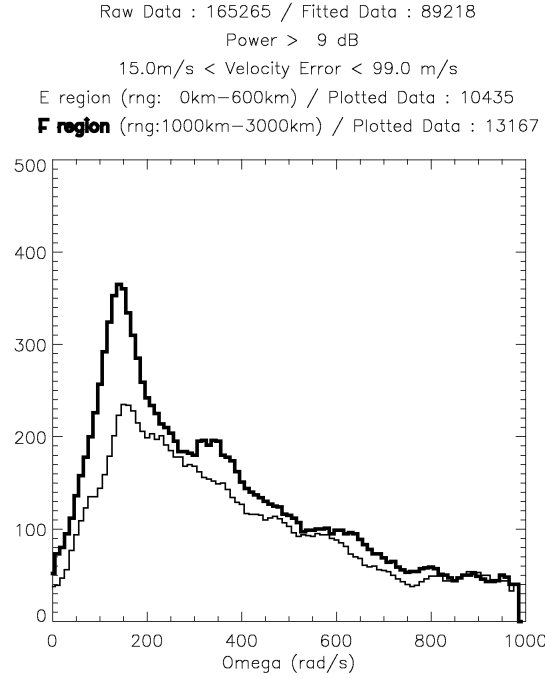


FIG. 2.11 – Histogrammes des valeurs de Ω estimées par ajustement pour les erreurs sur la vitesse comprises entre 15 et 100 m.s^{-1} , pour la région E et la région F (en gras).

un pic à 150 rad.s^{-1} qui peut être relié au bruit propre de l'algorithme donné par la figure 2.10. Ainsi, les ACF associées à des erreurs sur la vitesse trop élevées, estimées à partir de l'analyse de la phase du signal, ne semblent pas faire ressortir de fréquences particulières. Le traitement de ces ACF ne laisse donc pas penser a priori que les ACF puissent osciller.

Si l'on s'intéresse aux ACF dont les erreurs sur la vitesse sont inférieures à 15 m.s^{-1} , la distribution des estimations de Ω prend une forme différente. La figure 2.12 représente les distributions associées aux échos de région E et de région F (en gras) entre 0 et 1000 rad.s^{-1} . Chaque distribution représente environ 9000 ACF efficacement traitées. Les distributions mettent en avant différents maxima, aux alentours de 50 rad.s^{-1} , 150 rad.s^{-1} , 300 rad.s^{-1} et dans une moindre mesure à 600 rad.s^{-1} et 900 rad.s^{-1} . Le pic principal se trouve à 300 rad.s^{-1} . Ces maxima peuvent être reliés à l'effet algorithmique décrit ci-dessus qui privilégie des pulsations correspondant à des périodes imposées par la durée du signal temporel. Le fait d'imposer des oscillations à la courbe qui doit ajuster les ACF rend donc l'interprétation de ces distributions délicate. Le pic à 50 rad.s^{-1} peut être relié à une courbe décrivant une demi période pendant la durée du signal (strictement, cela revient à une pulsation de 75 rad.s^{-1}).

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

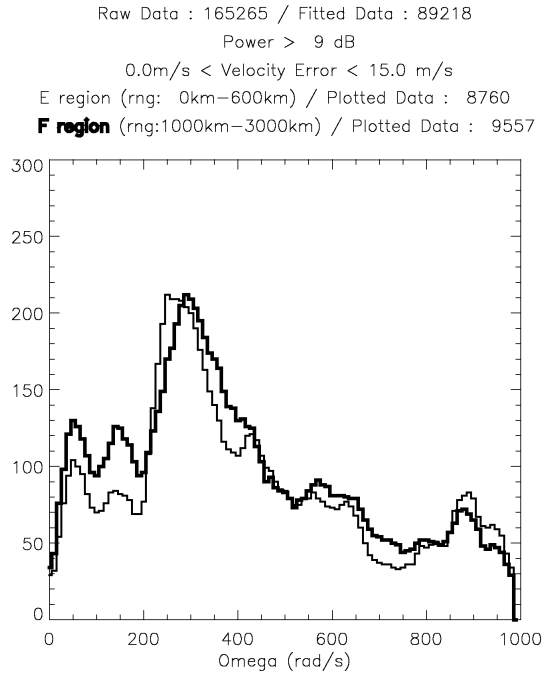


FIG. 2.12 – Histogrammes des valeurs de Ω estimées par ajustement pour les erreurs sur la vitesse inférieures à 15 m.s^{-1} , pour la région E et la région F (en gras).

La présence de ces pics à la fois en région E et en région F tend à montrer qu'ils ne trouvent pas leur origine dans un effet ionosphérique mais sont dus à un effet algorithmique. Cependant, la figure 2.12 montre un pic à 300 rad.s^{-1} élevé par rapport au profil du bruit propre. De plus, on observe un léger décalage, de l'ordre de 50 rad.s^{-1} , entre la position de ce pic en région E et en région F, décalage qui n'est pas visible pour les autres pics et qui semble lié aux caractéristiques des régions ionosphériques.

L'interprétation de ce décalage n'est pas aisée. Le but de cette étude était de montrer la présence d'oscillations à des pulsations d'environ 320 rad.s^{-1} en région F et leur absence en région E. Ici, on montre la présence d'un pic en région F, avec une position correspondant à la position recherchée mais on montre également sa présence en région E. Ainsi, il semble que l'origine de ce pic ne soit pas liée à la nature cyclotronique du mouvement. Le décalage observé entre les deux régions, s'il est réellement représentatif, laisse cependant à penser que ce pic soit d'origine ionosphérique et que sa position dépende des caractéristiques du milieu sondé.

2.3 Discussion et conclusion

La description des mouvements turbulents par l'intermédiaire d'un formalisme lagrangien permet de caractériser les fonctions d'autocorrélation mesurées par SuperDARN en termes de mécanismes microéchelles. La prise en compte des mouvements des ions, caractérisés par des échelles de l'ordre du mètre influe théoriquement sur la forme des spectres et se traduit par l'oscillation de l'enveloppe de l'ACF.

Les méthodes d'analyse des fonctions d'autocorrélation SuperDARN mises en place dans cette étude se heurtent au problème de la résolution des données. Les ACF, définies sur très peu de points, ne sont pas, a priori, de bons candidats à l'analyse spectrale ou à des ajustements formels complexes. Ainsi, seules les deux dernières méthodes choisies se sont révélées efficaces sur l'analyse de données simulées dans des conditions proches des conditions expérimentales. D'autre part, l'amplitude des oscillations recherchées semble trop proche du niveau de bruit ambiant pour permettre à ces méthodes d'être optimales. Les contraintes algorithmiques se révèlent alors être un réel obstacle à l'obtention de résultats clairs. La méthode par analyse spectrale et la méthode par ajustement analytique ont toutes deux fait apparaître deux groupes d'ACF. Les données les plus bruitées, repérées par des erreurs sur la vitesse plus fortes, n'ont pas permis un traitement efficace des algorithmes. Dans les deux cas, les distributions des paramètres estimées se sont révélées noyées dans le bruit propre de l'algorithme. Ces résultats ne permettent donc pas d'apporter une conclusion au problème des oscillations.

A l'opposé, les ACF dont les erreurs sur la vitesse sont inférieures à 15 m.s^{-1} présentent des résultats différents. Ceux-ci cependant semblent délicats à interpréter et diffèrent des caractéristiques attendues. L'analyse des données a permis de mettre en évidence la présence de pulsations privilégiées présentant des amplitudes significatives par rapport au niveau de bruit ambiant. L'analyse spectrale des ACF montre une composante de faible amplitude dont la fréquence est légèrement inférieure à la fréquence attendue. La méthode d'ajustement formel des ACF fait apparaître des composantes d'amplitude élevée, proches des valeurs de fréquence recherchées. De plus, la position de ces pics dépend de l'origine des échos, en région E ou en région F et ce, indépendamment des paramètres expérimentaux ou algorithmiques. Ces études montrent donc clairement la présence d'oscillations à des fréquences privilégiées dans la forme des ACF et reliées aux caractéristiques de l'ionosphère. Néanmoins, la présence d'oscillations en région E est surprenante. Les collisions importantes doivent théoriquement y limiter les mouvements cyclotron et inhiber les oscillations. De plus, en termes de gyrofréquence, les caractéristiques

2. Effet des phénomènes physiques micro-échelles : turbulence et mouvement cyclotron

des pics obtenus pour la région E et la région F ne reflètent pas les écarts théoriques attendus. Ainsi, il est délicat de conclure quant à la relation entre ces oscillations et les mouvements cyclotron des ions. Le mélange des échos de région E et de région F peut en partie expliquer la présence d'une composante pour les échos identifiés a posteriori comme issus de la région E. De même, la composition chimique de l'ionosphère module la valeur des fréquences recherchées. Les valeurs attendues tenaient compte des espèces majoritaires des régions E et F. Une vision plus réaliste doit prendre en compte la présence d'espèces moléculaires en région F (et donc une diminution de la gyrofréquence) et la présence d'espèces atomiques en région E (augmentation de la gyrofréquence).

Les méthodes testées ici ne permettent donc pas de conclure clairement quant à la possibilité de détecter la signature des mouvements cyclotron dans les ACF. La qualité des données, et principalement le niveau de bruit semble être un frein à la détection des oscillations. Par ailleurs, l'efficacité des méthodes d'analyse développées dans cette étude et les contraintes techniques qui les accompagnent semblent mal adaptées à l'étude des ACF. L'augmentation du nombre de points définissant les ACF, par la mise en place d'un schéma d'émission plus long, pourraient permettre théoriquement d'améliorer l'efficacité des analyses des ACF expérimentales. Si les différentes méthodes ne permettent donc pas d'observer clairement la signature cyclotron dans les données SuperDARN, la détection de caractéristiques spectrales dépendantes de la localisation des échos dans l'ionosphère, proches des valeurs attendues en région F et indifférentes aux variations des paramètres du sondage semble tout de même aller en sa faveur et montre une signature ionosphérique claire. Il reste néanmoins la nécessité de poursuivre cette étude en développant des modes spécifiques de fonctionnement des radars plus adaptés aux objectifs poursuivis.

Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

Ce dernier chapitre, s'inscrit dans la continuité des travaux menés au LPCE pour tenter de comprendre les processus physiques qui déterminent les paramètres déduits des mesures des radars SuperDARN. La plupart de ces études se sont orientées soit vers l'étude des trajectoires des faisceaux radars conditionnées par les gradients d'ionisation de grandes échelles spatiales (de l'ordre de la centaine de kilomètres), soit vers l'étude de la diffusion des ondes sur les irrégularités de petites échelles, inférieures à la longueur d'onde (typiquement 10 m). L'étude des fonctions d'autocorrélation temporelle mesurées par les radars permet de déduire la vitesse Doppler (sur la ligne de visée) des irrégularités responsables de la diffusion. De même, la largeur du spectre Doppler associé permet de remonter aux caractéristiques de la distribution des mouvements turbulents dans le volume sondé.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'étude des mouvements des irrégularités de quelques mètres a mené à l'application de la théorie de la diffusion collective aux mesures SuperDARN ; la décroissance des fonctions d'autocorrélation pouvant alors être caractérisée par un coefficient de diffusion. Si cette théorie a pu être appliquée avec succès aux plasmas de laboratoires, l'analyse des coefficients de diffusion déduits des données radars soulève plus de problèmes. En particulier, André et al. (1998) ont conduit des études statistiques sur la répartition des coefficients de diffusion collective estimés à partir des observations des radars SuperDARN et montrent une dépendance de ces coefficients à la valeur de la fréquence radar et à la distance au radar. Ils concluent à une surestimation des coefficients de diffusion et ce, d'autant plus que la fréquence

radar est proche de la fréquence plasma ionosphérique. Ils mettent en avant le rôle d'interactions entre le faisceau radar et le milieu traversé et leur effet sur les mesures pour expliquer la gamme des valeurs observées et leur comportement.

L'étude que nous présentons dans ce chapitre a pour but de valider cette interprétation et de mettre en évidence de façon quantitative l'effet de la perte de cohérence du front d'onde sur les mesures des radars SuperDARN, et en particulier sur les mesures de largeurs spectrales.

Dans un premier temps, nous montrons que la dépendance en fréquence et en distance n'affecte pas les distributions des coefficients de diffusion mais celles des largeurs spectrales, indépendamment du formalisme décrivant les mouvements turbulents des irrégularités. La caractérisation de cette dépendance est permise par la mise en œuvre d'études statistiques portant d'une part sur un mode de fonctionnement multifréquence du radar de Stokseyri et d'autre part, sur les données de 6 radars de l'hémisphère nord. Ces études sont décrites dans la première partie de ce chapitre. Elles ont été menées de façon méthodique, dans un souci de minimiser l'influence des perturbations géophysiques et des conditions de propagation.

En menant à leur terme les conclusions évoquées par André et al. (1998), nous proposons une interprétation de cet effet en termes d'interactions entre l'onde radar émise depuis le sol et les irrégularités ionosphériques de moyennes échelles, comprises typiquement entre quelques centaines de mètres et la taille de la cellule radar. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous replaçons ce problème dans le contexte plus général de la propagation d'ondes en milieu inhomogène, puis décrivons une méthode de résolution approchée qui aboutit à la caractérisation de ces interactions en termes de déformation du front d'onde.

Dans une dernière partie, nous analysons les résultats de simulations numériques représentant l'influence des interactions sur la mesure des largeurs spectrales aux différentes fréquences. Ces simulations s'appuient sur des spectres de fluctuations de permittivité électrique issus de mesures satellites et permettent l'étude de l'effet des interactions en fonction du rapport entre fréquence plasma et fréquence radar. Les résultats de ces simulations ainsi que leurs limites sont discutés et comparés aux données.

3.1 Études multifréquences de la largeur spectrale

Dans cette partie, nous mettons en évidence un effet de fréquence dans les distributions de largeurs spectrales observées par les radars de la chaîne SuperDARN. La recherche de cet effet est conduite de façon systématique et dans un souci d'éliminer les effets parasites et artefacts

expérimentaux de l'analyse.

La caractérisation de cet effet est décrite en utilisant les résultats d'une mode de sondage spécifique, dédié aux études multifréquences, implanté sur la radar français de Stokkseyri. Une vaste étude statistique des données acquises avec ce mode permet une discussion qualitative et quantitative de l'influence de cet effet sur les distributions de largeurs spectrales. Nous montrerons par ailleurs la persistance de cet effet quelles que soient les conditions géophysiques et tenterons d'établir son origine ionosphérique.

Dans une seconde partie, nous généraliserons l'observation de cet effet à une base de données regroupant l'ensemble des données de 6 radars de l'hémisphère nord sur une période de 3 ans. Nous montrerons ainsi que l'effet de fréquence affecte l'ensemble des données des régions polaires.

3.1.1 Étude de cas : le radar de Stokkseyri

Les périodes de temps "discrétionnaire" permettent la mise en œuvre de modes de fonctionnement spécifiques. Le programme *mfreq_scan* est l'un de ces modes, il est dédié au sondage de l'ionosphère à plusieurs fréquences simultanément. Il est implanté sur le radar de Stokkseyri depuis Janvier 1995. Ainsi, il fournit en moyenne trois jours de données par mois sauf pour l'année 1997 au cours de laquelle il n'a été que peu utilisé.

3.1.1.a Mode spécifique

Le principe de ce programme est calqué sur celui gérant le fonctionnement standard des radars SuperDARN : *normal_scan*. La différence réside dans le choix des fréquences de travail. En fonctionnement standard, avant chaque sondage, une recherche de fréquence libre autour d'une fréquence prédéterminée est effectuée pour déterminer la fréquence la moins bruitée, fréquence qui est alors choisie comme fréquence de travail. La mesure sur chaque faisceau est alors intégrée sur 7 secondes pour chaque fréquence. Le programme *mfreq_scan*, reprend ce mode opératoire mais en travaillant successivement autour de 4 fréquences : 9 MHz, 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz. Pour chaque faisceau, le sondage est effectué aux quatre fréquences successivement pendant 7 secondes chacune. Ceci implique que la résolution temporelle est divisée par 4. Sur la durée du sondage d'un faisceau, soit 28 secondes, on peut raisonnablement négliger les variations temporelles de l'ionosphère. Ainsi, le programme *mfreq_scan* permet d'obtenir un sondage à 4 fréquences dans les mêmes conditions ionosphériques. L'analyse des données est ensuite conduite en suivant la procédure standard de *normal_scan*.

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

Le sondage à 4 fréquences implique par ailleurs une diffusion de Bragg par des irrégularités d'échelles différentes, égales à la demi longueur d'onde. Ici, la différence de fréquence entre 9 MHz et 16 MHz se traduit par l'exploration d'échelles passant de 17 m à 9 m. Cet écart entre les échelles turbulentes découlant des processus d'instabilités n'est pas censé avoir un impact significatif sur les largeurs spectrales vues par SuperDARN. En effet, comme nous le verrons plus tard, le spectre de puissance des irrégularités ionosphériques suit approximativement une loi de puissance. La section efficace de diffusion, qui dépend des échelles sondées, peut alors varier entre 9 m et 17 m, mais elle n'influe que sur la puissance du signal. De plus, dans la gamme de fréquences considérée, la distribution des vitesses turbulentes, responsable de l'élargissement du spectre, reste la même. Les distributions des largeurs spectrales ne doivent donc pas présenter de variations avec la fréquence.

Dans cette étude, nous utilisons les données obtenues à l'aide de *mfreq_scan* entre 1996 et 2000, soit environ 4.5 millions d'échos. L'analyse de ces données permet l'étude du comportement des échos à 4 fréquences simultanément, a priori indépendamment de toute contrainte expérimentale.

3.1.1.b Base de données

Nous allons décrire la base de données obtenue avec *mfreq_scan* en insistant sur sa cohérence d'une fréquence à l'autre. La figure 3.1 montre la répartition des données en fonction de la fréquence, exprimée en pourcentage du nombre total des données. Chaque couleur correspond à une année ; l'année 1997 (en bleu ciel) y est très peu représentée. La figure montre que chaque fréquence contribue à part égale à la base de données et que celles ci sont réparties de façon homogène selon les années. La figure 3.2 montre plus en détail la distribution de fréquences correspondant aux données acquises avec le mode *mfreq_scan*. Elle montre clairement que les distributions autour des 4 fréquences imposées sont étroites et en particulier, qu'il n'y a pas recouvrement entre les fréquences.

L'analyse des données multifréquences ne sera donc pas influencée par la fréquence, ni par un événement particulier. Elle est donc censée refléter des conditions moyennes de l'ionosphère.

L'étude de la répartition des données en fonction de la période de l'année montre que les mois d'été contribuent environ 2 fois moins à la base de données que les mois d'hiver. Cependant, chaque mois contribue significativement aux données et la répartition par fréquence est homogène pour chaque mois. Des études du même type ont également porté sur la répartition des données en fonction de la distance et en fonction du faisceau. Elles ont montré que les répartitions des données selon chacun de ces deux paramètres sont à peu près identiques pour chaque

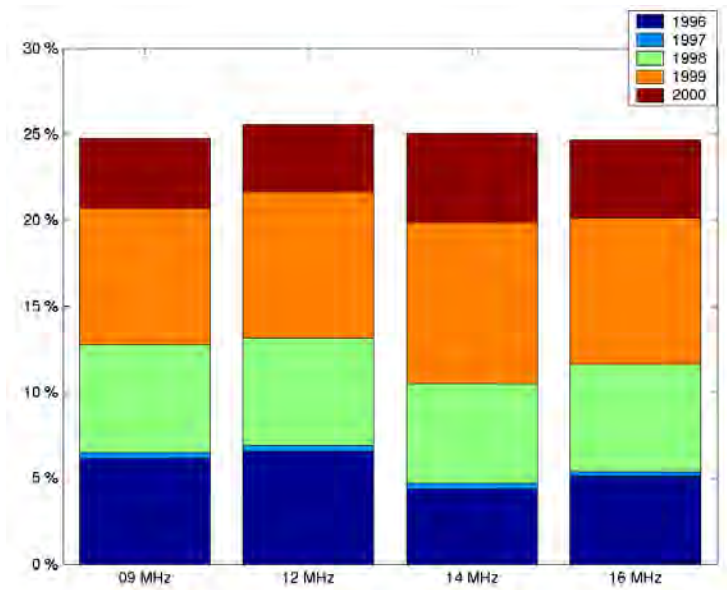


FIG. 3.1 – Répartition des données multifréquences en fonction de l'année, exprimée en pourcentage du nombre total de donnée, selon les années.

fréquence et qu'elles suivent les répartitions classiques des données observées par le radar de Stokkseyri.

La base de données multifréquences ne met donc pas en avant de singularité particulière. Elle semble cohérente et homogène selon la fréquence. Chacune des 4 fréquences utilisées contribue à part égale. Les résultats obtenus ne montrent pas d'influence dominante d'un faisceau, d'une porte, d'une saison ou d'une fréquence en particulier.

La figure 3.3 montre les distributions des paramètres déduits du traitement mathématique des ACF. De haut en bas sont donnés les histogrammes de la puissance en dB, de la vitesse et de la largeur spectrale en m.s^{-1} pour chaque fréquence. Pour chaque pas des histogrammes, respectivement 3 dB, 200 m.s^{-1} et 50 m.s^{-1} , on a juxtaposé le pourcentage de données de chaque fréquence, repérée par une couleur différente.

Là encore, la figure 3.3 montre que chaque fréquence contribue à part égale à la base de donnée, et aux distributions des paramètres déduits. Elle met en avant une distribution de puissance large, atteignant son maximum entre 6 et 9 dB. La distribution des vitesses est symétrique, avec environ autant de valeurs négatives que positives. Le dernière distribution montre un maximum pour les largeurs spectrales comprises entre 100 et 250 m.s^{-1} . Le très faible nombre de largeurs spectrales dans l'intervalle 0-50 m.s^{-1} est dû à l'élimination systématique des échos de sol qui présentent habituellement une vitesse et une largeur spectrale très faible.

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

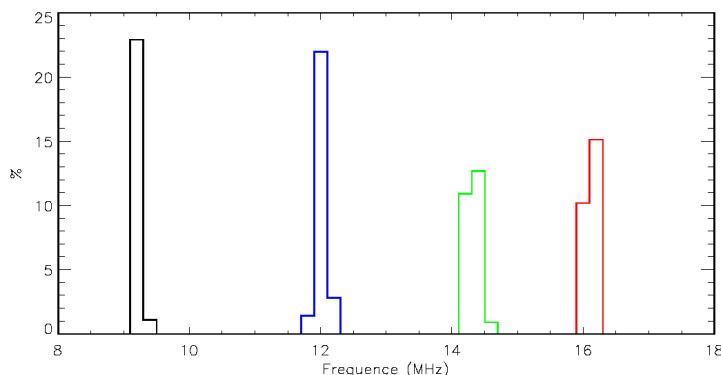


FIG. 3.2 – Distribution de fréquences pour le mode *mfreq_scan* entre 8 MHz et 18 MHz.

Le mode *mfreq_scan* permet donc l'étude de l'ionosphère à plusieurs fréquences simultanément. Les changements de fréquence de travail n'affecte pas la qualité des données, ni les paramètres physiques déduits. Reprenant les travaux de André et al. (1998), nous allons nous intéresser aux distributions des données selon la distance au radar en fonction de la fréquence de travail.

Dans les études qui suivent, les paramètres auxquels on s'intéresse sont les grandeurs déduites du traitement standard des données. Ces paramètres sont souvent pollués par des échos de sol. Baker et al. (1988) ont montré que les échos de sol sont caractérisés par des vitesses et des largeurs spectrales faibles. Ils sont normalement éliminés par la technique de traitement des données. Nous renforçons ici l'élimination des échos de sol en imposant un critère supplémentaire : les échos présentant à la fois une vitesse inférieure à 50 m.s^{-1} en valeur absolue et une largeur spectrale inférieure à 50 m.s^{-1} sont rejetés. De même, pour éviter les contributions importantes du bruit naturel, seuls les échos présentant des puissances suffisamment élevées, supérieures à 7 dB ont été conservés. Enfin, chaque faisceau ne présentant pas au moins 5 échos simultanément satisfaisant ces conditions a été éliminé. Après cette sélection, environ 800.000 échos ont été obtenus pour chaque fréquence.

3.1.1.c Puissance et largeur spectrale

La figure 3.4 présente la répartition des données selon la distance au radar en km (en abscisse) et la puissance en dB (en ordonnée), pour les 4 fréquences utilisées par le mode *mfreq_scan*. Chaque distribution est normalisée puis codée en couleur, depuis les couleurs froides pour les faibles nombres de données jusqu'aux couleurs chaudes pour les fortes concentrations de données. La résolution de la grille est de 45 km en distance, soit la longueur d'une porte et de 1 dB

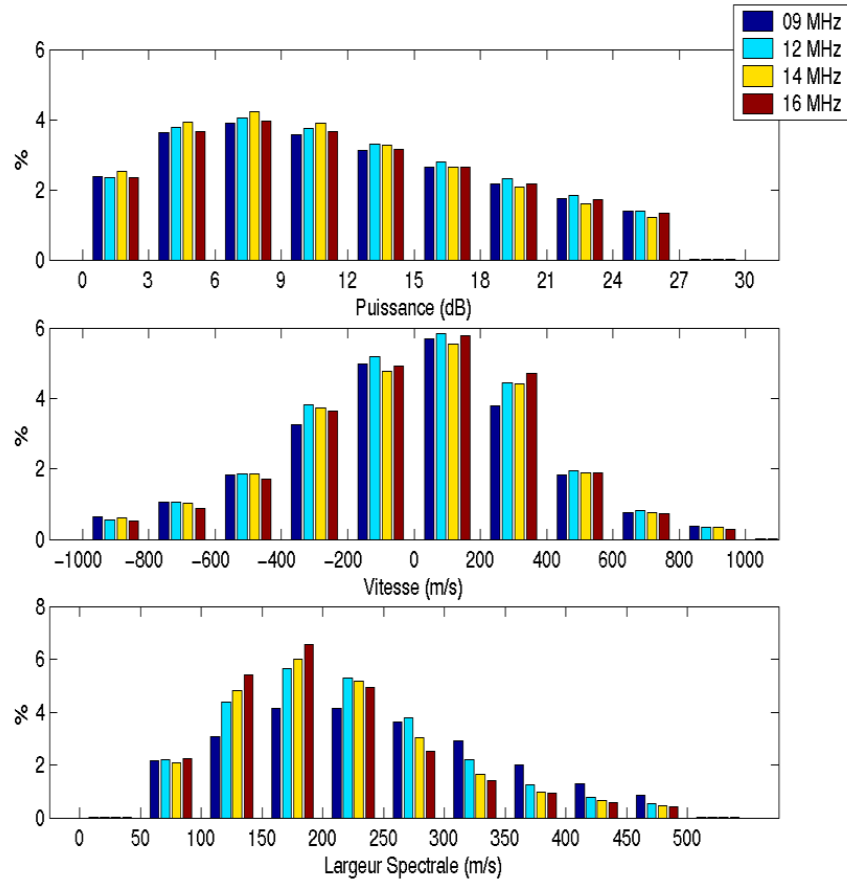


FIG. 3.3 – Répartition de la puissance, vitesse et largeur spectrale, déduites des données multi-fréquences ; chaque couleur correspond à une des 4 fréquences de travail.

en puissance.

D'une façon générale, la figure 3.4 présente un bon accord entre les quatre distributions et montre que la puissance des échos est peu affectée par la variation de fréquence. La figure montre par ailleurs la présence de deux régions plus ou moins distinctes. La première concerne les faibles distances, inférieures à 1000 km ; elle est particulièrement mise en évidence à 16 MHz. La seconde concerne les plus grandes distances, autour de 1500 km, et présente des puissances moins élevées. L'importance relative de ces régions dépend de la fréquence : le poids de la seconde zone est plus important à 9 MHz qu'à 16 MHz. De plus, les distances associées à chacune des deux régions varient avec la fréquence : à mesure que la fréquence augmente, les régions semblent s'éloigner du radar. Nous reviendrons sur l'interprétation de ces deux régions et de leur déplacement en distance à la fin de cette partie.

La figure 3.5 montre le même genre de distributions que la figure précédente. Cette fois ci,

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

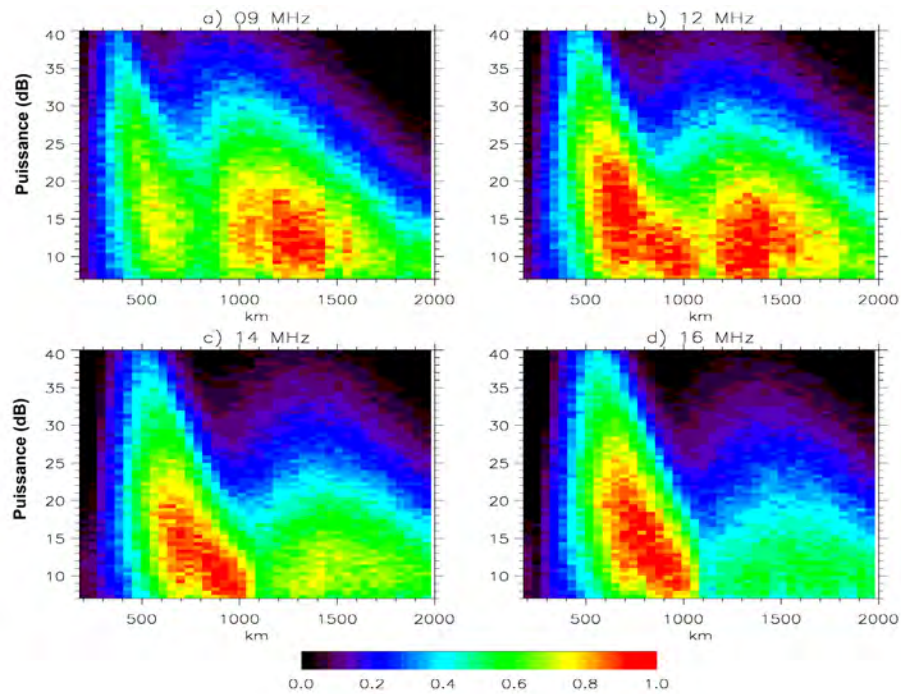


FIG. 3.4 – Distribution des données en fonction de la distance au radar (km) et de la puissance (dB) pour a) 9 MHz, b) 12 MHz, c) 14 MHz et d) 16 MHz.

l'occurrence des échos est donnée en fonction de la distance (km) en abscisse et de la largeur spectrale (m.s^{-1}) en ordonnée. Les pas des grilles représentant les distributions sont de 45 km en distance et de 5 m.s^{-1} en largeur spectrale. Les échos correspondant aux quatre fréquences ont été séparés.

L'identification des échos de sol n'est pas totalement efficace. Leur mélange avec les échos ionosphériques accentue le poids des faibles largeurs spectrales. Cette pollution par les échos de sol est assez clairement observée sur la figure 3.5 pour 9 MHz. Les valeurs de la largeur spectrale inférieures à 100 m.s^{-1} seront donc désormais ignorées.

La figure 3.5 met également en évidence les deux régions observées sur la figure 3.4. Là encore, les distances associées à chacune de ces deux régions varient avec la fréquence.

Régions ionosphériques

La répartition des échos avec la fréquence et la distance au radar fait apparaître deux régions distinctes, dont la localisation est affectée par la fréquence. Sur les figures 3.4 et 3.5, les zones de maximum d'occurrence se décalent vers les distances les plus grandes quand la fréquence augmente. La première région montre un maximum d'échos autour de 500 km à 9 MHz qui se

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

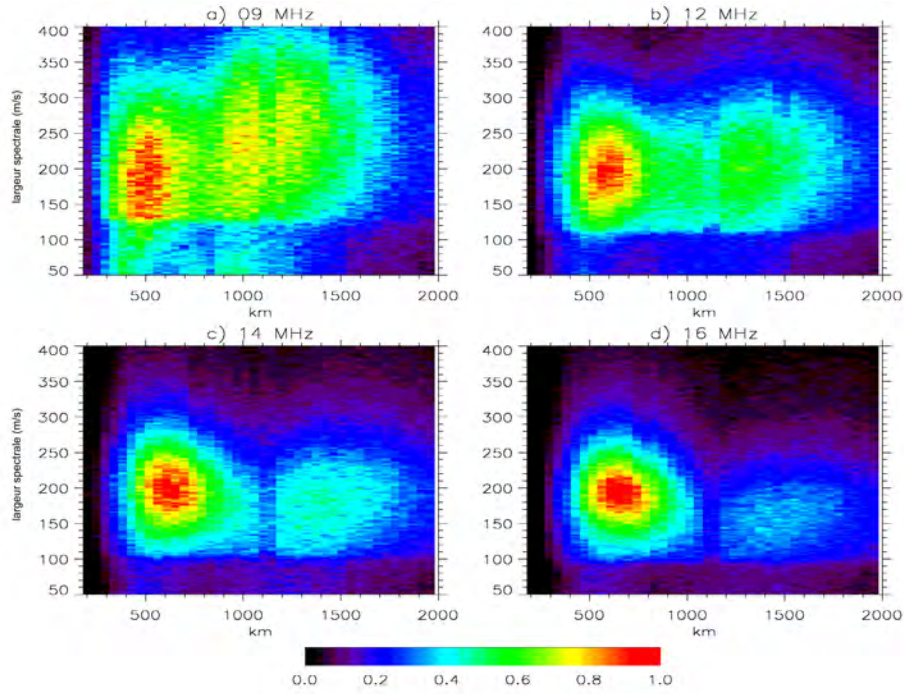


FIG. 3.5 – Distribution des données en fonction de la distance au radar (km) et de la largeur spectrale (m.s^{-1}) pour a) 9 MHz, b) 12 MHz, c) 14 MHz et d) 16 MHz.

déplace vers 650 km pour 16 MHz. De la même façon, la seconde région montre une occurrence maximale des échos vers 1200 km pour 9 MHz et vers 1600 km pour 16 MHz. Ce décalage constitue une tendance générale des distributions dans la mesure où la transition entre ces deux régions montre le même genre de comportement.

Les propriétés de réfraction et leur influence sur les trajets de propagation dans l'ionosphère sont à l'origine de ce décalage. Les couches ionosphériques courbent davantage la trajectoire des ondes de plus faibles fréquences. Ainsi, la condition de perpendicularité au champ magnétique peut être satisfaite pour des distances plus proches du radar. Plus la fréquence augmente, moins les ondes sont réfractées et plus la distance pour atteindre la perpendicularité augmente.

D'autre part, de nombreuses études de tracé de rayon appliquées aux radars de la chaîne SuperDARN (André et al., 1997, par exemple) montrent que les deux régions observées sur les figures 3.4 et 3.5 peuvent être associées aux régions E et F de l'ionosphère.

Des études précédentes ont permis de caractériser la localisation des échos radars et de les relier aux couches de l'ionosphère. Villain et al. (1984) ont montré que la condition de perpendicularité au champ magnétique pouvait être atteinte en région F pour des distances de groupe

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

comprises entre 1200 km et 2200 km. Hanuise et al. (1991) ou Uspensky et al. (1994) se sont intéressés aux effets de réfraction à 6 différentes fréquences et leur influence sur les données du radar SHERPA. Ils ont montré que la distance minimale associée aux échos de région F est de l'ordre de 700 km à 11 MHz et de 1000 km à 16 MHz. En ce qui concerne la région E, les échos sont associés aux distances les plus proches mais peuvent atteindre des distances de l'ordre de 1000 km, spécialement à 16 MHz. Le comportement des régions identifiées sur les figure 3.4 et 3.5 est en accord avec ces études.

Aux distances intermédiaires, la distinction entre les échos de région E et ceux de région F n'est pas aussi évidente et les deux régions se mélangent. Ce mélange traduit la complexité des chemins de propagation dans l'ionosphère. Aux distances intermédiaires, les échos proviennent soit de région E, soit de région F ou encore sont une composition d'échos provenant des deux régions ou du sol et reçus en même temps ; ils dépendent donc très fortement de la fréquence. Par ailleurs, ce genre de signaux composés se caractérise par des spectres à deux composantes de vitesse et donc par des largeurs spectrales élevées. L'analyse standard des ACF détermine une estimation de l'erreur commise sur la vitesse. Pour des spectres présentant plusieurs composantes de vitesse, cette erreur est supposée être importante. De manière à évaluer le poids de ces signaux composés dans les répartitions des largeurs spectrales et éventuellement le biais qu'ils induisent sur les différences en fréquence, nous nous sommes donc intéressés à ce paramètre. La répartition des erreurs a été étudiée en fonction de la distance au radar et de la fréquence. Pour chacune d'elles, les erreurs sur la vitesse augmentent en moyenne de 15 m.s^{-1} environ entre 300 km et 2000 km. Cette légère augmentation est, au moins en partie liée à la diminution du rapport signal sur bruit avec la distance due à la propagation du signal. Les écarts entre les différentes fréquences sont faibles, de l'ordre de 10 m.s^{-1} , entre 9 MHz et 16 MHz, à toutes les distances. Ces résultats montrent que le comportement moyen des erreurs sur la vitesse dépend peu de la fréquence et que les écarts sont principalement dus aux effets de distance.

Ainsi, les modes indirects de propagation et le mélange des échos semblent ne jouer que très peu de rôle dans les distributions des largeurs spectrales.

Effet expérimental : les *badlags*

Indépendamment de la localisation des échos, les figures 3.4 et 3.5 présentent des discontinuités à certaines distances. En particulier, les portes 1100 km, 1145 km, 1440 km et 1485 km montrent un nombre d'échos moins important que pour les portes voisines et ce quelque soit la fréquence. Ces discontinuités doivent être reliées aux portes affectées par les *badlags* décrits dans la section 1.3.3. Les paramètres de fonctionnement de *mfreq_scan* (schéma multipulse, du-

rée des impulsions, base de temps) étant les mêmes que ceux de *normal_scan*, les portes affectées par les *badlags* sont celles données dans la section 1.3.3. Pour les distances comprises entre 200 km et 2000 km, les *badlags* affectent les portes 360 km, 720 km, 1080 km, 1440 km et 1800 km ainsi que les portes suivantes à cause du délai d'amortissement de l'impulsion. Les discontinuités observées dans les distributions sont donc dues à un effet expérimental. Cependant, elles n'affectent que le nombre d'échos et non la forme des distributions. L'effet de ces *badlags* est donc limité et n'a pas d'incidence sur la valeur des paramètres étudiés.

3.1.1.d Effet sur la largeur spectrale

Si les quatre distributions de la puissance des échos (figure 3.4) sont à peu près identiques, il n'en est pas de même pour les distributions de la largeur spectrale (W). En particulier, l'évolution de la largeur associée aux échos de la région F (la région concernant les plus grandes distances), dépend de la fréquence. A 9 MHz, les largeurs spectrales pour les grandes distances sont plus importantes que pour les autres fréquences. De plus, la forme générale de la distribution indique une augmentation de W avec la distance. A plus haute fréquence, l'effet est moins clair et devient négligeable à 16 MHz. La figure 3.6 présente la superposition de contours associés aux distributions de largeurs spectrales.

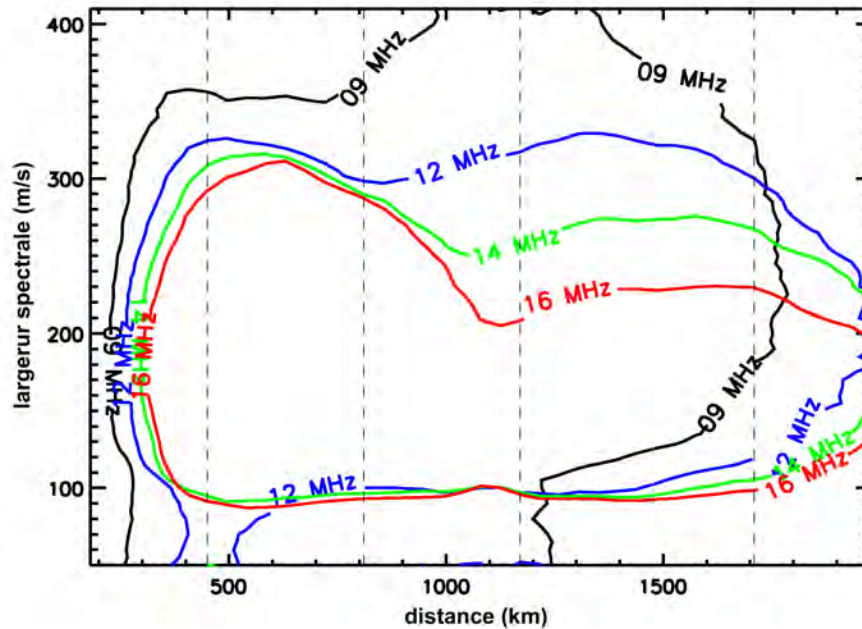


FIG. 3.6 – Contours des distributions de largeurs spectrales pour 9 MHz (en noir) 12 MHz (en bleu) 14 MHz (en vert) 16 MHz (en rouge).

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

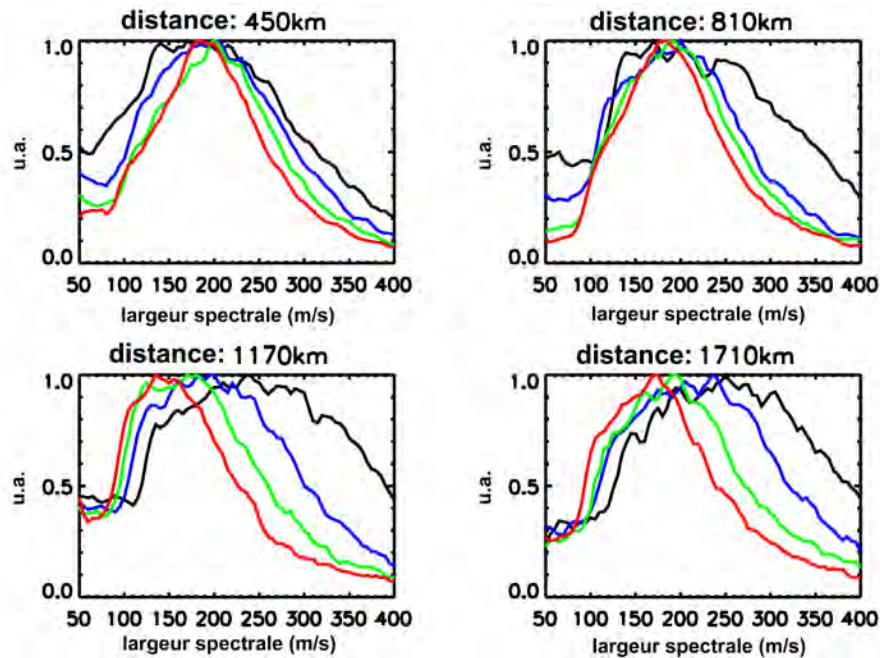


FIG. 3.7 – Occurrence des échos, donnée en unité arbitraire, en fonction de la largeur spectrale pour 9 MHz (noir), 12 MHz (bleu), 14 MHz (vert) et 16 MHz (rouge) obtenues aux distances a) 450 km, b) 810 km, c) 1170 km et d) 1710 km.

Un contour représente un niveau de 35 % des données de la distribution associée à chaque fréquence. Sur cette figure, l'organisation des distributions avec la distance et la fréquence est plus clairement présentée. La région E semble être peu affectée par la variation de fréquence. Au contraire, les plus grandes distances montrent des largeurs spectrales augmentant avec la fréquence. Les distributions se séparent à mesure que la distance augmente, et ce d'autant plus efficacement et rapidement que la fréquence est faible.

Les lignes verticales en trait pointillé représentent les distances 450 km, 810 km, 1170 km et 1710 km. Les distributions de l'occurrence des échos en fonction de la largeur spectrale pour ces distances particulières sont présentées sur la figure 3.7. Ces distributions correspondent à des coupes verticales selon les traits pointillés sur la figure 3.6. Chacune de ces coupes est normalisée à l'unité et donc donnée en unité arbitraire. La première porte sélectionnée (450 km) concerne les échos de région E, la seconde (810 km) est associée à la région F pour 9 MHz mais concerne la région de transition pour les plus hautes fréquences. Les deux portes suivantes (1170 km et 1710 km) concernent exclusivement des échos de région F pour les 4 fréquences. Ainsi, la figure 3.7 montre les distributions des largeurs spectrales pour différentes régions ionosphériques.

Pour la première porte à 450 km, les quatre distributions présentent les mêmes caractéris-

tiques, avec un maximum autour de 180 m.s^{-1} . La distribution à 9 MHz, qui concerne un nombre moins important de données, est légèrement plus large à cause des effets de normalisation mais ne présente pas de décalage en distance significatif. Les paliers ou seuils observés pour les largeurs spectrales inférieures à 100 m.s^{-1} reflètent l'influence des échos de sol mal éliminés qui, par mélange avec des échos ionosphériques, introduisent une composante de vitesse supplémentaire et donc des largeurs spectrales artificiellement élevées par rapport à l'allure générale des distributions.

A mesure que la distance augmente, les distributions se séparent : à 810 km, les distributions à 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz se superposent avec un maximum à 180 m.s^{-1} alors que la distribution à 9 MHz s'élargit et s'étale sur des largeurs plus grandes, à cause de la présence des échos de région F. A 1170 km et 1710 km, le décalage en W affecte toutes les distributions : les courbes correspondant à 9 MHz, 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz atteignent respectivement leur maximum autour de 180 m.s^{-1} , 200 m.s^{-1} , 220 m.s^{-1} et 260 m.s^{-1} . La distribution à 16 MHz varie peu entre 810 km et 1710 km alors que la distribution à 9 MHz se décale d'environ 80 m.s^{-1} entre les deux distances. Même si les distributions à plus basses fréquences semblent s'élargir quand la distance augmente, l'effet principal de la variation en fréquence est le décalage et l'organisation des distributions.

Les figures 3.6 et 3.7 montrent un élargissement des distributions de W quand la fréquence diminue. Cependant, les contours de la figure 3.6 représentent un niveau relatif à chacune des fréquences. De plus la maximum d'occurrence est obtenu en région E alors que l'effet étudié affecte essentiellement la région F. De manière à quantifier plus en détail la déformation des distributions, il est préférable de se rapporter aux valeurs moyennes et écarts quadratiques moyens de chacune des distributions. La figure 3.8 présente, pour chaque fréquence, les valeurs moyennes (trait plein) et les écarts quadratiques, ajoutés et soustraits aux valeurs moyennes (traits pointillés), calculés pour chaque porte en distance. Cette figure montre donc l'évolution d'une largeur caractéristique des distributions avec la distance. Une fois de plus, une distinction peut être faite entre les échos de région E et de région F, la largeur spectrale moyenne et la largeur des distributions des premiers étant peu affectées par la fréquence. En dehors de la région E, les courbes montrent une augmentation de la valeur de W pour toutes les fréquences. Cette augmentation est limitée aux grandes distances par un effet de saturation qui apparaît aux alentours de 1500 km à 9 MHz, de 1700 km à 12 MHz et 2000 km à 16 MHz. Cet effet tend à réduire l'écart entre les courbes à grande distance. A 2000 km du radar, l'écart entre les valeurs moyennes à 9 MHz et 16 MHz est alors de l'ordre de 50 m.s^{-1} .

D'autre part, l'évolution des courbes en trait pointillé montre que la largeur des distributions

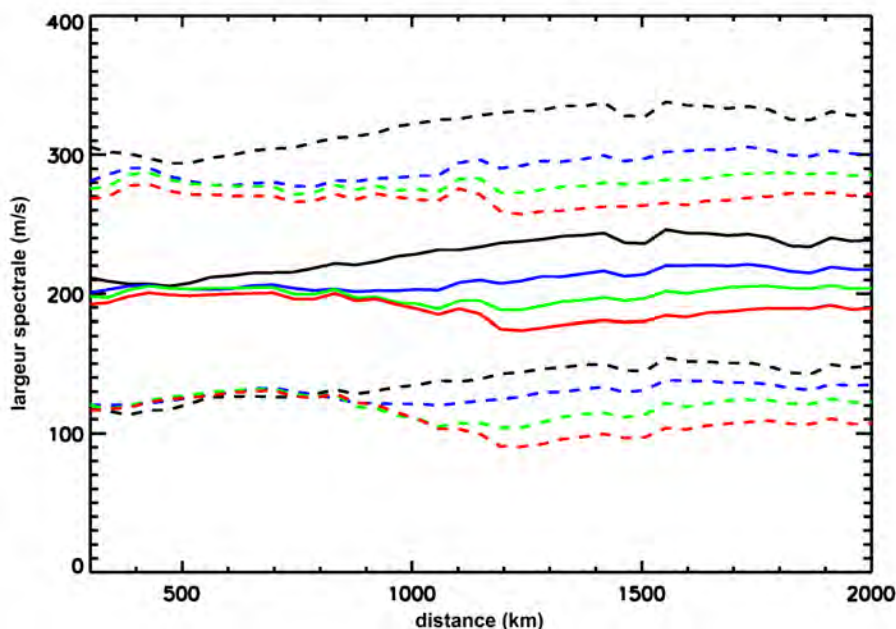


FIG. 3.8 – Valeurs moyennes (trait plein) et écarts quadratiques ajoutés et soustraits à la valeur moyenne (trait pointillé) des largeurs spectrales en m.s^{-1} pour 9 MHz (noir), 12 MHz (bleu), 14 MHz (vert) et 16 MHz (rouge).

est constante avec la distance et du même ordre de grandeur pour chaque fréquence. Ainsi, la variation en fréquence n'induit pas de déformation significative des distributions et à l'inverse, l'effet de fréquence observé n'est pas dû à une déformation des distributions. Sur les figures précédentes, on peut une fois de plus remarquer l'influence des *badlags*.

L'étude des distributions de W nous a donc permis de mettre en évidence un effet de fréquence. Les échos de région F présentent des largeurs spectrales qui augmentent avec la distance. Cette augmentation dépend de la fréquence et est plus importante à 9 MHz qu'à 16 MHz. Elle est caractéristique de la valeur moyenne des largeurs spectrales et non pas due à une déformation des distributions des W avec la fréquence ; de plus, elle peut mener à des écarts aussi importants que 70 m.s^{-1} à 1300 km et 50 m.s^{-1} à 2000 km entre 9 MHz et 16 MHz.

3.1.1.e Vers un effet géophysique

L'interprétation physique de l'effet mis en évidence précédemment nécessite un certain nombre de précautions. En particulier, l'analyse des largeurs spectrales mesurées par SuperDARN doit tenir compte des variations ionosphériques dues à certains facteurs géophysiques. L'effet ob-

servé est-il le fruit du changement de fréquence de travail ou bien de conditions spécifiques de l'ionosphère à ces fréquences ?

Pour pouvoir répondre à cette question, plusieurs études similaires à celle décrite précédemment ont été mises en œuvre. Elles visent à déterminer l'influence du nombre de données, de la saison ou de l'orientation des faisceaux sur l'effet mis en évidence.

L'étude de l'effet de fréquence a été reprise pour des bases de données réduites, construites aléatoirement en ne considérant que la moitié des données. Les mêmes résultats que précédemment ont été observés, montrant l'influence mineure d'événements ionosphériques particuliers sur les études menées ici. L'effet observé est donc un effet général, indépendant d'événements ou conditions de propagation particuliers.

Dans le même ordre d'idée, la recherche de l'effet de fréquence sur la largeur spectrale a été conduite pour différentes saisons, en séparant mois d'hiver (novembre, décembre, janvier, février), mois d'été (mai, juin, juillet, août) et mois d'équinoxe (mars, avril, septembre, octobre). Les conditions ionosphériques dépendent fortement de la saison, menant à des conditions de turbulence et de propagation différentes. Le but de cette étude est donc de déterminer si l'effet montre une dépendance saisonnière.

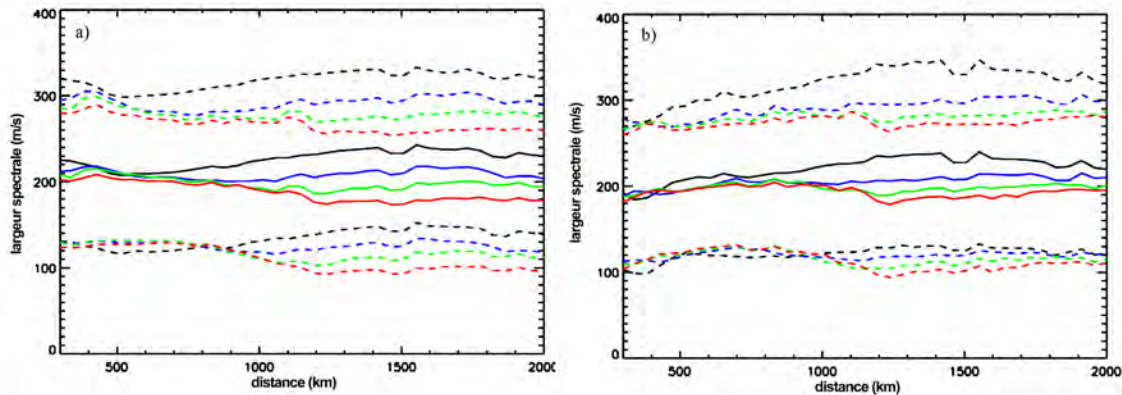


FIG. 3.9 – Valeurs moyennes (trait plein) et écarts quadratiques (trait pointillé) des largeurs spectrales en m.s^{-1} pour 9 MHz (noir), 12 MHz (bleu), 14 MHz (vert) et 16 MHz (rouge) pour les a) les mois d'hiver et b) les mois d'été .

La figure 3.9 montre l'évolution des valeurs moyennes et écarts quadratiques pour les quatre fréquences pour les mois d'hiver (a) et les mois d'été (b). Les mois d'hiver regroupent environ $1,7 \cdot 10^6$ d'échos et les mois d'été $9,5 \cdot 10^5$ échos. Les résultats sont sensiblement identiques et montrent la présence de l'effet quelle que soit la saison. L'effet semble légèrement plus marqué

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

pour l'hiver car l'écart entre les différentes fréquences semble un peu plus importants. Le même type de figure pour les mois d'équinoxe montre globalement les mêmes caractéristiques. En tous les cas, la présence de l'effet de fréquence ne dépend pas de la saison considérée.

L'influence de l'orientation des faisceaux du radar a également été testée. Le radar de Stokkseyri est orienté de telle sorte que ses premiers faisceaux sont alignés à la direction Est-Ouest alors que les derniers faisceaux sont plutôt alignés avec les méridiens magnétiques. Les paramètres déduits des premiers et des derniers faisceaux sont donc censés refléter des caractéristiques différentes, influencées par le schéma de convection globale. Les études menées en ce sens montrent de légères différences dans les distributions de W mais confirment la présence de l'effet de fréquence, indépendamment de l'orientation des faisceaux et donc de la convection à grande échelle.

3.1.1.f Échos de sol

Afin de déterminer la nature de l'effet observé et de savoir s'il s'agit d'un effet de propagation, le même genre d'étude a été mené pour les échos identifiés comme des échos de sol par l'algorithme standard de traitement des ACF. Ces échos sont réfractés par l'ionosphère et réfléchis par le sol de sorte qu'ils ne contiennent a priori pas d'information sur l'ionosphère en termes de turbulence. En théorie, ces échos doivent faire apparaître des largeurs spectrales et des vitesses nulles. Cependant, la propagation à travers l'ionosphère implique une déformation des signaux qui peut se traduire entre autre par un élargissement spectral. De plus, le trajet de propagation dans l'ionosphère dépend de la fréquence incidente, les fréquences les plus faibles étant réfractées plus rapidement. Ainsi, les échos de sol ne reflètent que les conditions de propagation.

La figure 3.10 montre l'évolution des largeurs spectrales des échos de sol avec la distance au radar, pour les 4 fréquences de travail du radar. Cette étude a été menée en analysant la base de données obtenue à Stokkseyri. Les nombres d'échos dans chaque distribution sont de 505.000, 212.000, 90.000 et 90.000 environ pour 9 MHz, 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz, respectivement. Ici, le seul critère appliqué sur la détermination des échos de sol est celui du traitement standard des données. Ceci explique des valeurs de largeur spectrale de l'ordre de 80 m.s^{-1} (l'étude précédente limitait les valeurs de W à 50 m.s^{-1}). Comme pour les figures précédentes, la valeur moyenne de la largeur spectrale est représentée, ainsi que les écarts quadratiques en fonction de la distance au radar.

L'interprétation des résultats obtenus avec les échos de sol est délicate du fait de la nature même des échos, du mélange des modes de propagation menant à une pollution par des échos

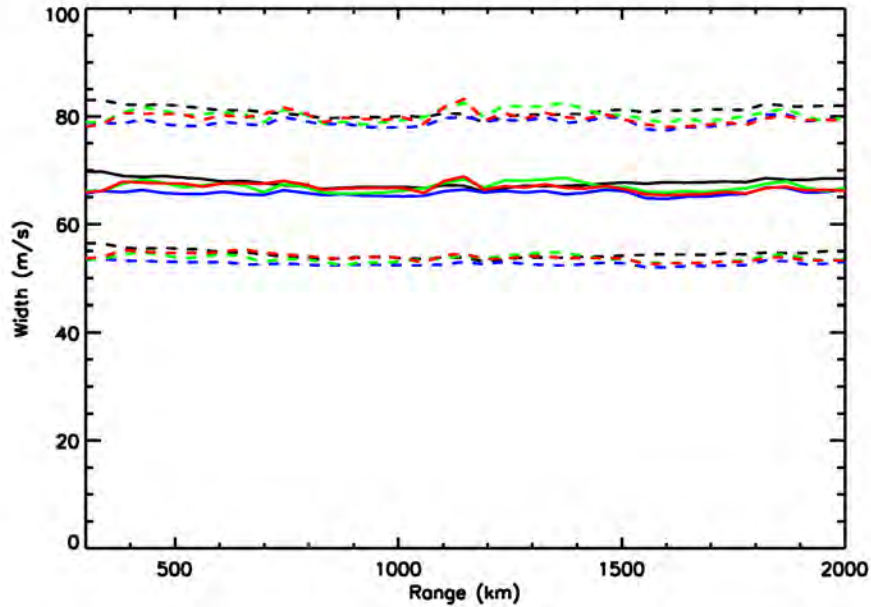


FIG. 3.10 – Valeurs moyennes (trait plein) et écarts quadratiques (trait pointillé) des largeurs spectrales en m.s^{-1} associées aux échos de sol pour 9 MHz (noir), 12 MHz (bleu), 14 MHz (vert) et 16 MHz (rouge).

ionosphériques et du niveau de bruit ambiant. Cependant, la figure 3.10 montre clairement que les distributions de largeur spectrale sont constantes avec la distance et identiques quelle que soit la fréquence.

Ainsi, les effets de propagation entre les différentes fréquences radar utilisées ne peuvent à eux seuls expliquer l'effet observé sur les largeurs spectrales. Les échos de sol, qui reflètent uniquement la propagation à travers l'ionosphère ne mettent pas en avant d'effets sur W . L'effet décrit précédemment, s'il semble influencé par la propagation, semble donc être un effet ionosphérique dû à la présence des irrégularités et leur mouvement turbulent.

3.1.1.g Conclusion

L'analyse des distributions des échos obtenus par *mfreq_scan* à plusieurs fréquences en fonction de la distance au radar et de la largeur spectrale a permis de mettre en évidence expérimentalement un effet sur la valeur de la largeur spectrale. Cet effet se caractérise par une augmentation de la largeur spectrale avec la distance, augmentation qui est contrôlée par la valeur de la fréquence de travail. L'augmentation est d'autant plus efficace que la fréquence est basse. Plusieurs

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

études ont permis de montrer sa présence indépendamment de conditions géophysiques gouvernant la turbulence ionosphérique.

S'il s'agit d'un effet global, la signature de cet effet doit être visible dans les données de tous les radars. Dans l'étude qui suit, nous généralisons l'observation de cet effet à l'ensemble des radars SuperDARN de l'hémisphère nord.

3.1.2 Généralisation à l'hémisphère nord

Le fonctionnement standard des radars de la chaîne SuperDARN, notamment la phase de recherche de fréquence libre avant chaque sondage et la distinction entre fréquence de jour et fréquence de nuit entraîne une variation de la fréquence de travail. Contrairement au mode *mfreq_scan*, la dispersion en fréquence ne permet pas la même distinction entre les échos que dans le cas de l'étude précédente. Théoriquement, les fréquences utilisées par les radars se situent dans la gamme 8 MHz - 20 MHz. En pratique, elles sont en générale voisines de 10 MHz.

3.1.2.a Base de données

Nous avons regroupé les données de 6 radars de l'hémisphère nord obtenues avec *normal_scan* entre novembre 1995 et août 1998. Les échos de sol identifiés ont été systématiquement rejetés et le même filtre que précédemment a été appliqué : les échos conservés pour l'étude sont ceux dont la puissance dépasse 7 dB, la vitesse dépasse 50 m.s⁻¹ et la largeur spectrale dépasse 50 m.s⁻¹. De plus, seuls les échos associés à des distances supérieures à 900 km ont été intégrés à la base de données de manière à écarter la région E où l'effet recherché n'est que peu présent.

Après sélection, le nombre d'échos conservés pour l'étude avoisine 60 millions.

La distinction entre les fréquences est plus délicate que dans l'étude précédente elles sont ici réparties de façon plus homogène. De plus, dans le premier cas, les sondages aux différentes fréquences étaient effectués quasi simultanément, autorisant la comparaison directe des échos aux différentes fréquences. Ici, les sondages ne sont pas simultanés et les conditions de propagation et les conditions ionosphériques varient d'un sondage à l'autre. Cependant, le but de cette étude est de montrer qualitativement l'influence de l'effet de fréquence sur les distributions moyennes de largeur spectrale. En ne considérant que des échos pour des distances supérieures à 900 km, on s'attend à ce que les largeurs spectrales augmentent quand la fréquence diminue. Un seuil de 10 MHz a été choisi arbitrairement pour séparer les échos en deux gammes de fréquence.

La figure 3.11 montre l'occurrence des échos pour les fréquences supérieures à 10 MHz (a)

et inférieures à 10 MHz (b). Le nombre d'échos obtenus est codé en couleur et est représenté en fonction du temps magnétique local (MLT¹) et de la latitude magnétique (MLAT²) par pas de 30 minutes en MLT et de 1° en MLAT. Les traits pointillés représentent les heures en MLT et les latitudes magnétiques entre 65° et 90° par pas de 5°. Dans ces figures, le Soleil est en haut, dans la direction du midi local.

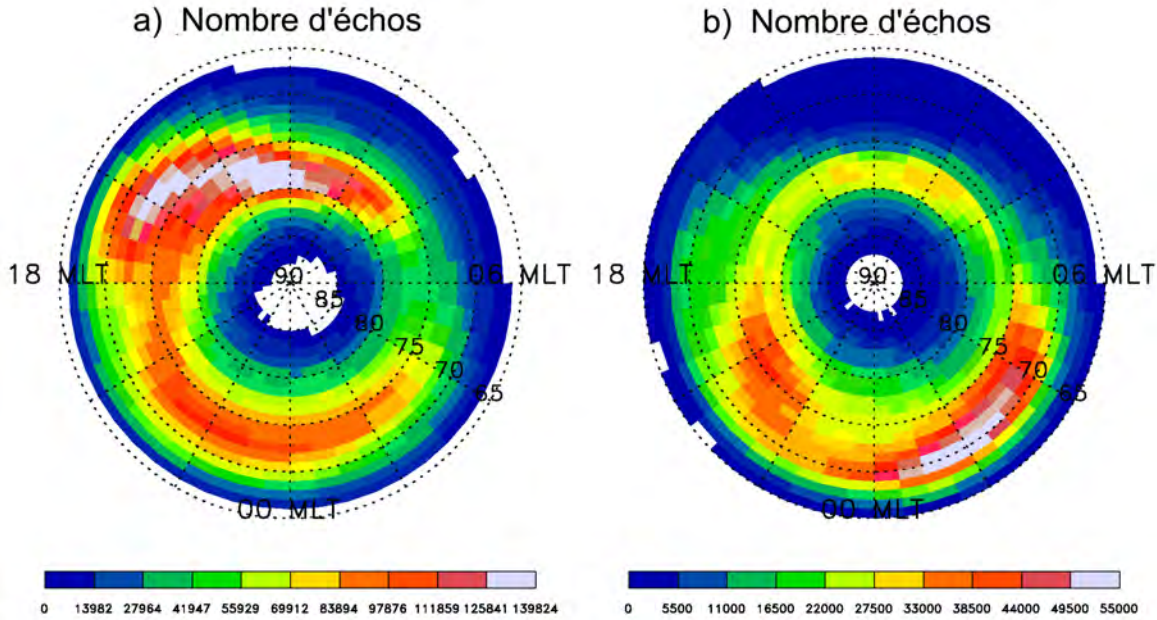


FIG. 3.11 – Occurrence des échos pour les fréquences supérieures à 10 MHz (a) et inférieures à 10 MHz (b) en coordonnées magnétiques. L'échelle de couleur représente le nombre d'échos associé à chaque couleur.

La figure met en évidence de grandes différences dans la répartition des échos aux deux fréquences. Pour des fréquences supérieures à 10 MHz, la majorité des échos provient du secteur 12 MLT - 18 MLT alors que pour des fréquences inférieures à 10 MHz, les échos proviennent surtout du secteur 00 MLT - 06 MLT. Cette différence entre côté jour et côté nuit s'explique par l'utilisation de fréquences de jour plus élevées à cause de l'augmentation de l'ionisation le jour et de son impact sur la propagation. Les fréquences inférieures à 10 MHz concernent essentiellement des sondages du côté nuit alors que les fréquences supérieures à 10 MHz regroupent des échos de jour et de nuit mais favorisent plutôt le côté soir de la calotte polaire.

Pour chacune des deux gammes de fréquence, la distribution des largeurs spectrales des échos

¹pour *Magnetic Local Time*

²pour *Magnetic Latitude*

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

a été évaluée dans chaque case de la grille, soit 1° en MLAT et 30 minutes en MLT. La figure 3.12 représente la valeur moyenne des distributions de largeurs spectrales correspondant à chaque case de la grille.

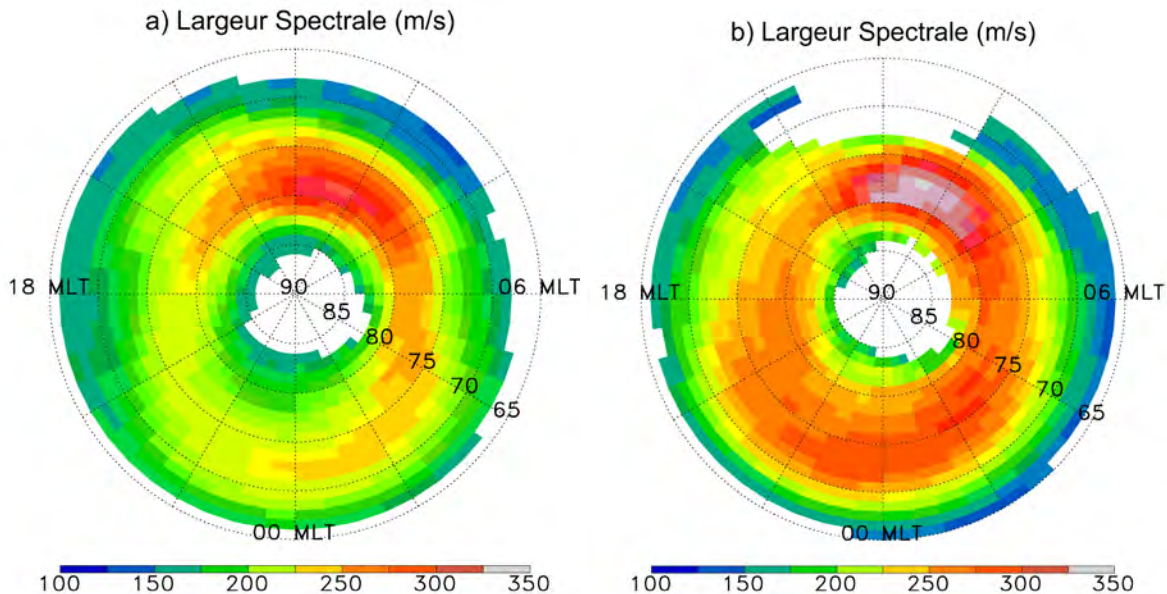


FIG. 3.12 – Valeur moyenne de la largeur spectrale pour les fréquences supérieures à 10 MHz (a) et inférieures à 10 MHz (b) en coordonnées magnétiques. L'échelle de couleur représente la largeur spectrale associée à chaque couleur.

Comme dans la figure précédente, les distributions sont données pour (a) les fréquences supérieures à 10 MHz et (b) les fréquences inférieures à 10 MHz. Malgré les différences observées sur l'occurrence des échos (figure 3.11), les distributions des largeurs spectrales présentent globalement des distributions semblables. Les maxima se situent au même endroit, dans le secteur 08 MLT - 12 MLT entre 75° et 80° de latitude magnétique. Les secteurs matin présentent des largeurs spectrales plus fortes dans les deux cas, avec une largeur élevée entre 70° et 75° dans le secteur 00 MLT - 04 MLT.

La forme générale des distributions est comparable. La principale différence entre les deux distributions réside dans la valeur des largeurs spectrales : les valeurs de W pour les fréquences inférieures à 10 MHz sont globalement supérieures à celles pour les fréquences de plus de 10 MHz.

Ce type de figure donne une représentation des conditions ionosphériques en termes de distributions des vitesses turbulentes. Il est généralement utilisé pour déterminer les signatures ionosphériques des diverses régions magnétosphériques (en particulier le cornet polaire, qui à cause

des précipitations de particules depuis des régions magnétosphériques, présente un niveau de turbulence élevé) soit au travers d'études de cas (Baker et al., 1986) soit au moyen d'études statistiques (Villain et al., 2002; André et al., 2002).

Ici, l'étude porte sur les valeurs des largeurs spectrales, systématiquement plus fortes pour les fréquences inférieures à 10 MHz. Pour des distances suffisantes (ici supérieures à 900 km), les largeurs spectrales sont plus importantes pour des fréquences moins élevées. La différence entre les distributions de W de la figure 3.12 est donc supposée être reliée à l'effet de fréquence mis en évidence avec le mode spécifique *mfreq_scan*.

Si l'influence de cet effet sur la valeur des largeurs spectrales est difficilement quantifiable avec cette étude, elle concerne l'ensemble des données SuperDARN, indépendamment du radar choisi. L'effet est donc global et affecte la largeur spectrale sur l'ensemble de la région polaire. Des événements de type précipitations de particules, qui augmentent localement le niveau de turbulence ne peuvent donc pas expliquer l'effet observé.

3.1.2.b Exploration de diverses interprétations

De manière à conforter la présence de cet effet indépendamment des conditions du plasma ionosphérique, un certain nombre d'études a été menée en séparant les données selon la saison ou selon l'orientation des radars.

L'influence de l'effet de fréquence a été testée en fonction de la saison. Pour cela, les mois d'hiver, d'été et d'équinoxe ont été séparés et les distributions des largeurs spectrales ont été étudiées pour les fréquences supérieures et inférieures à 10 MHz. Pour chaque saison, les distributions de W pour les fréquences supérieures à 10 MHz sont plus grandes que celles de moins de 10 MHz sur la quasi totalité de la calotte polaire. Comme l'étude de cas du radar de Stokkseyri pouvait le laisser supposer, l'effet observé est donc indépendant de la saison. Même si la différence entre les largeurs spectrales obtenues à moins et plus de 10 MHz dépend de la saison et donc des variations des conditions ionosphériques, l'effet est bien présent quelle que soit la saison considérée.

De la même façon l'orientation des radars a été testée. Parmi les 6 radars utilisés pour cette étude, deux se distinguent par leur orientation. Les radars de Stokkseyri et Thikkvibaer, sous responsabilité française et anglaise, tous deux situés en Islande pointent en moyenne dans des directions zonales, c'est à dire orientées dans la direction Est-Ouest magnétique alors que les quatre autres émettent plutôt vers le nord magnétique (radars méridionaux). Ainsi, le schéma de convection est vu sous des angles différents et les paramètres déduits des mesures sont donc en

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

principe différents. De la même façon que précédemment, les données correspondant à ces deux orientations ont été séparées. Pour chacune d'elles, les différences entre les échos obtenus à plus et moins de 10 MHz ont été étudiées. La figure 3.13 montre les distributions de largeur spectrale moyenne en coordonnées magnétiques pour les fréquences supérieures (a) et inférieures (b) à 10 MHz pour les deux radars méridionaux.

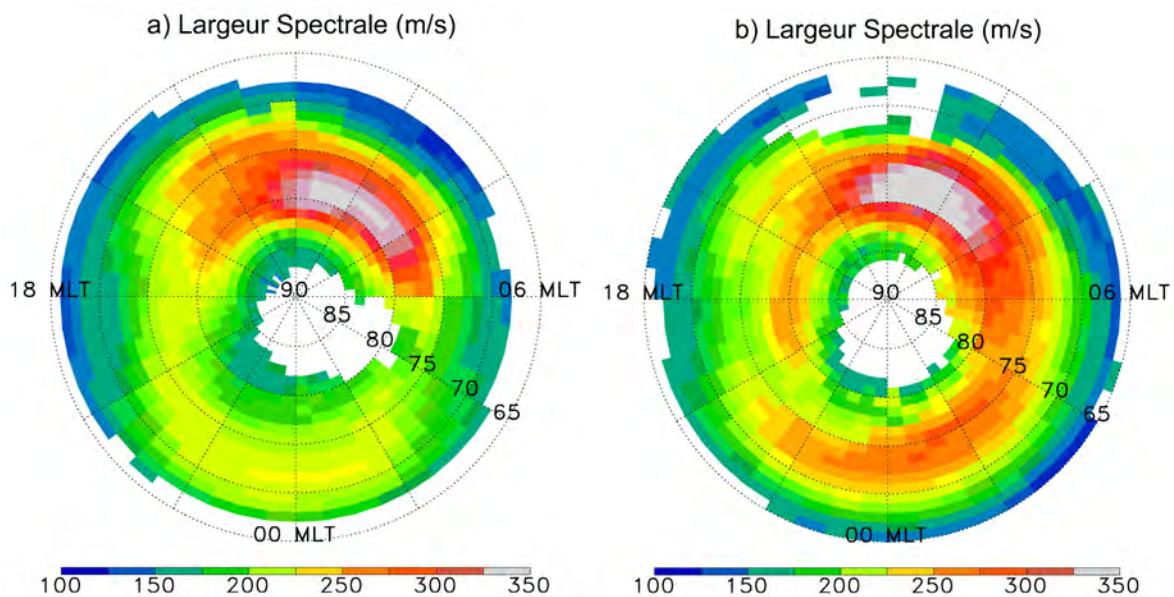


FIG. 3.13 – Valeur moyenne de la largeur spectrale pour les fréquences supérieures à 10 MHz (a) et inférieures à 10 MHz (b) pour les radars méridionaux, exprimée en m.s^{-1} dans un repère MLT-MLAT.

Les deux distributions sont semblables, avec toutefois un décalage d'environ 30 minutes MLT entre les maxima. Une fois de plus, les largeurs spectrales sont plus fortes pour les fréquences de moins de 10 MHz. L'effet est donc indépendant de l'orientation des radars, même si l'écart en largeur spectrale qu'il induit peut varier en fonction de l'angle de vue de la convection.

Les études menées avec les 6 radars de l'hémisphère nord montrent donc que l'effet de fréquence est global, qu'il affecte les largeurs spectrales pour toutes les saisons et quelle que soit l'orientation des radars. Ainsi, les effets géophysiques liés à l'activité solaire et qui gouvernent le schéma de convection ne remettent pas en cause la présence de cet effet et ne permettent pas d'expliquer son origine.

3.1.3 Conclusion

Les études précédentes ont montré la présence d'un effet de fréquence sur la valeur des largeurs spectrales. L'étude menée avec les données multifréquences du radar de Stokkseyri ont permis d'une part de quantifier cet effet et d'autre part de montrer sa nature ionosphérique, indépendante du schéma de convection. L'étude statistique des données de l'hémisphère nord, bien que moins quantitative, a permis de montrer la généralité de cet effet et son influence sur l'ensemble des régions polaires. Les largeurs spectrales obtenues à faible distance (région E) semblent peu affectées par cet effet alors qu'à plus grande distance, en région F, les largeurs spectrales augmentent avec la distance et ce d'autant plus efficacement que la fréquence est faible. L'évolution de la largeur spectrale à la fois avec la fréquence de sondage et la distance au radar suggère un effet de propagation. En effet, les interactions entre le plasma ionosphérique et l'onde qui s'y propage sont plus efficaces lorsque la fréquence radar est proche de la fréquence plasma, typiquement de l'ordre de 5 à 7 MHz. Pour les radars SuperDARN, les interactions seront donc plus efficaces à basse fréquence. Cet effet peut avoir des conséquences significatives sur les études menées à l'aide des largeurs spectrales comme par exemple les études sur la localisation des frontières magnétosphériques ou les études liées à la physique des phénomènes turbulents.

D'une façon purement expérimentale, les variations de fréquence impliquent des modifications du faisceau émis par les radars. En particulier, la largeur du faisceau augmente quand la fréquence diminue, menant à des cellules plus vastes. Si cet effet géométrique affecte la taille des volumes sondés, il ne peut cependant pas être tenu pour responsable de l'effet observé. En effet, l'augmentation géométrique des cellules sondées doit affecter toutes les distances et notamment la région E alors que l'effet de fréquence observé n'affecte que les distances correspondant à la région F. D'un point de vue plus quantitatif, si on considère l'effet combiné de la fréquence et de la distance, on arrive à un facteur 4,5 dans la taille des cellules radar entre 16 MHz à 300 km et 12 MHz à 1000 km. Or, ces deux cellules montrent des largeurs spectrales identiques (figure 3.8) alors qu'à fréquence constante, la taille de cellule n'augmente que d'un rapport 2 entre 1000 km et 2000 km et que les écarts observés entre fréquences sont bien plus marqués.

D'autre part, Villain et al. (2002) ont montré à l'aide de simulations que les effets géométriques du faisceau, notamment l'augmentation de la taille des cellules avec la distance, n'affectent pas statistiquement les distributions de largeurs spectrales.

Dans ce travail, nous avons également négligé la variation des caractéristiques des ondes radar qui se propagent dans l'ionosphère avec la fréquence émise. En particulier, lorsque la fré-

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

quence radar s'approche de la fréquence plasma ambiante, les effets sur la vitesse de propagation ou sur la longueur d'onde pourraient induire des variations dans la détermination des paramètres par les radars SuperDARN.

La longueur d'onde de l'onde radar dans l'ionosphère s'exprime sous la forme (3.1), où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, f_p la fréquence plasma et f la fréquence de l'onde émise.

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

Par exemple, une onde se propageant dans une ionosphère à 6 MHz voit le rapport λ/λ_0 augmenter de 25 % environ si la fréquence radar passe de 16 MHz à 9 MHz.

La vitesse de groupe dans le milieu est elle aussi affectée mais diminue lorsque le rapport des fréquences s'approche de 1. Cependant, si l'onde se propage moins rapidement quand ce rapport s'approche de 1, le temps s'écoulant entre deux impulsions émises par le radar, lui, est constant. Ainsi, la variation de vitesse de propagation n'affecte pas la mesure de vitesse.

La variation de longueur d'onde, elle, peut mener à des estimations de vitesses différentes. En effet, le calcul de la vitesse Doppler tient compte de la longueur d'onde ; une surestimation de la longueur d'onde se traduisant par une valeur de vitesse plus faible. Ainsi, la variation de longueur d'onde dans l'ionosphère doit mener à des valeurs de vitesses et de largeurs spectrales plus faibles à basse fréquence radar. L'effet ainsi attendu va donc à l'encontre de celui observé sur les largeurs spectrales et jouera donc dans le sens d'une atténuation de l'effet observé.

D'autre part, on peut évaluer l'impact d'un tel effet sur les valeurs de vitesses obtenues avec le mode spécifique *mfreq_scan*. L'analyse des vitesses obtenues avec ce mode montre des distributions très stables en distance et proches pour chacune des fréquences radars utilisées. Même si les valeurs moyennes obtenues à 9 MHz sont légèrement inférieures que celles obtenues pour les autres fréquences radar (5% en moyenne), l'effet statistique moyen de la variation de longueur d'onde est donc minime.

La propagation de l'onde radar à travers l'ionosphère s'accompagne de fluctuations du front d'onde jusqu'au point où l'onde est rétrodiffusée. Ces interactions peuvent mener à un élargissement du spectre Doppler mesuré. Les variations aléatoires du milieu déforment le faisceau à mesure qu'il se propage. Les échelles mises en jeu dans ce genre de processus sont des échelles intermédiaires, comprises entre les petites échelles responsables de la diffusion et les grandes échelles, responsables de la réfraction. Les grandes échelles, de l'ordre de la dizaine de kilomètres ou plus, se traduisent par de lentes variations de l'indice de réfraction. Elles dévient l'onde mais n'en modifient pas les propriétés et permettent l'accès à la perpendicularité au champ

magnétique, comme le montrent les études de tracé de rayon menées par exemple par Jones et Stephenson (1975) ou celles de Villain et al. (1984). A l'opposé, les petites échelles, de l'ordre de la longueur d'onde ou inférieures, diffusent l'onde dans toutes les directions et engendrent le signal détecté par les radars. Les échelles intermédiaires, de la centaine de mètres à quelques kilomètres, dévient l'onde principalement dans la direction incidente en entraînant des variations d'amplitude et de phase qui peuvent être vues comme une décorrélation de l'onde. Dans la partie qui suit, nous nous proposons de vérifier que cette perte de cohérence est responsable de l'effet mis en évidence sur les largeurs spectrales.

3.2 Interprétation

L'étude précédente a permis de mettre en évidence un effet de fréquence sur les largeurs spectrales observées par SuperDARN. Cet effet se caractérise par une augmentation des valeurs de la largeur spectrale avec la distance, conditionnée par la valeur de la fréquence radar. Les diverses études statistiques menées sur les données des radars ont permis de mettre en avant la persistance de cet effet quelles que soient les conditions géophysiques. De même, des effets expérimentaux comme la déformation géométrique de l'onde ou les effets de propagation ont été écartés pour déterminer l'origine de cet effet. Celui-ci est supposé être dû aux déformations du front d'onde occasionnées lors de la propagation jusqu'aux zones de rétrodiffusion par les interactions entre l'onde radar et les irrégularités d'échelles très supérieures à la longueur d'onde.

Dans cette partie, nous replaçons cette interprétation dans le contexte plus général de la propagation en milieu aléatoire. Après avoir décrit ce type de propagation et les milieux typiquement rencontrés dans de tels problèmes, nous présenterons les techniques de résolution classiques. En suivant la méthode proposée par Rytov, méthode de résolution par série de perturbations, nous montrerons comment on peut remonter aux caractéristiques de la déformation du front d'onde à partir du spectre des fluctuations de la permittivité électrique.

La caractérisation réaliste du milieu ionosphérique grâce à l'utilisation de données du satellite AUREOL3 et la mise en place de simulations numériques nous permettra alors de mettre en évidence l'influence des interactions sur les largeurs spectrales et de la comparer aux résultats obtenus à partir des données des radars SuperDARN.

3.2.1 Interactions des ondes électromagnétiques avec un milieu inhomogène

Les fluctuations de l'indice de réfraction d'un milieu inhomogène ou aléatoire affectent les caractéristiques des ondes qui s'y propagent en donnant lieu à des phénomènes divers comme la scintillation des signaux des satellites et des étoiles, la diffusion Rayleigh de la lumière ou la déformation des signaux émis dans l'atmosphère ou les océans. Dans l'ionosphère, les fluctuations turbulentes de densité électronique, découlant des mécanismes d'instabilité de plasma, se traduisent en termes de propagation par des fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction. Les ondes qui s'y propagent subissent des fluctuations de phase et d'amplitude dues à la diffusion de l'énergie de l'onde incidente par les inhomogénéités d'ionisation. Les propriétés statistiques du front d'onde reflètent alors celles du milieu et permettent éventuellement de remonter à ses propriétés.

3.2.1.a Milieux aléatoires

De nombreux milieux naturels peuvent être représentés comme des milieux aléatoires vis à vis de la propagation d'ondes électromagnétiques. La théorie de la propagation et de la diffusion des ondes dans de tels milieux revêt une importance particulière dans de nombreux domaines de la physique, de la géophysique et de la biologie. Elle trouve notamment des applications en matière de communication et de sondage à distance à travers l'atmosphère terrestre qui perturbe la phase et l'amplitude des signaux émis. En géophysique, ces fluctuations permettent de caractériser les milieux sondés en terme de turbulence grâce, par exemple, à des sondages d'atmosphères planétaires ou d'océans. Les ondes sismiques qui se propagent à travers l'écorce terrestre subissent le même genre de perturbations. La théorie de la propagation d'ondes à travers des milieux aléatoires trouve également des applications en biologie où les déformations des signaux servent de moyen de diagnostic des tissus traversés.

Les équations différentielles qui gouvernent la propagation et la diffusion des ondes dans un milieu aléatoire ne permettent pas, en général, d'obtenir de solutions exactes. En effet, les coefficients de ces équations sont des variables aléatoires qui suivent les propriétés du milieu, variables dans l'espace et le temps. La résolution des problèmes se fait donc à l'aide de méthodes approchées. Le choix de ces méthodes dépend des caractéristiques du problème, en particulier de la géométrie et de l'amplitude des fluctuations. Il dépend aussi en grande partie de la taille caractéristique des inhomogénéités relativement à la longueur d'onde des ondes traversant le milieu. Les problèmes de traversée de milieux aléatoires dont la taille caractéristique des fluctuations est grande devant la longueur d'onde ont donné lieu à l'approximation dite de diffusion vers l'avant. Celle-ci revient à négliger les effets de la diffusion aux grands angles, et en particulier de la rétrodiffusion.

Parmi les nombreux milieux aléatoires impliqués dans des problèmes de propagation et de diffusion d'ondes, on en distingue souvent trois types.

Le premier type regroupe les surfaces irrégulières ou les interfaces irrégulières entre deux milieux. Il concerne par exemple les problèmes de diffusion d'ondes par la surface des océans, des planètes, l'interface entre deux milieux biologiques ou les défauts de surface d'une fibre optique.

La deuxième catégorie est constituée par les milieux qui contiennent une distribution aléatoire de diffuseurs discrets. Elle concerne par exemple les problèmes de propagation à travers la pluie, les particules contenues dans les océans, les aérosols, les polymères... Ces problèmes

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

se résolvent généralement en considérant les propriétés d'un diffuseur (classiquement sa section efficace de diffusion) puis en généralisant à la distribution de diffuseurs et en intégrant sur le volume diffusant.

Les milieux aléatoires continus constituent le troisième type de milieu aléatoire classiquement rencontré. L'indice de réfraction y varie en fonction de l'espace et du temps de façon irrégulière mais continue. Les problèmes de propagation d'ondes associés à ces milieux regroupent par exemple la propagation à travers une atmosphère ou une ionosphère turbulente, les océans, les tissus biologiques. Ils sont en général résolus par une description statistique des fluctuations des caractéristiques du front d'onde, en termes d'amplitude et de phase. Celles-ci dépendent des caractéristiques du milieu, que l'on représente souvent par l'indice de réfraction moyen ou de la permittivité moyenne et par la fonction d'autocorrélation spatiale de ses fluctuations.

$$D(\vec{r}') = \langle [n_l(\vec{r}) - n_l(\vec{r} + \vec{r}')]^2 \rangle \quad (3.2)$$

La fonction de structure D (Rytov et al., 1989) dont l'expression est donnée par la relation (3.2) pour les fluctuations n_l de l'indice de réfraction caractérise le milieu de la même façon que la fonction d'autocorrélation. Elle contient en effet la même information et celles-ci peuvent être facilement reliées, comme le montre l'équation (3.3).

$$D(\vec{r}') = 2 \left[ACF(\vec{0}) - ACF(\vec{r}') \right] \quad (3.3)$$

La description des fluctuations du milieu peut donc se faire indifféremment par l'une ou l'autre de ces deux grandeurs. Par la suite, nous utiliserons la fonction de structure de phase pour caractériser les fluctuations de la phase d'une onde radar se propageant à travers l'ionosphère.

3.2.1.b Diffusion simple et diffusion multiple

Les techniques de résolution des problèmes de propagation dépendent également du nombre de diffusions que l'onde va rencontrer sur son parcours. Le choix des approximations effectuées est en général conditionné par les caractéristiques du milieu et des champs diffusés. Le principe de différentes approximations, depuis la diffusion simple jusqu'à la diffusion totale de l'onde est représenté schématiquement sur la figure 3.14.

Si les fluctuations relatives du milieu sont faibles, on peut considérer que le champ diffusé est faible devant le champ incident. On se ramène alors à une perturbation au premier ordre de l'onde incidente. L'onde incidente est diffusée une fois par un diffuseur le long de son trajet dans le milieu. Les effets des multiples diffusions dans le milieu sont négligées ; c'est l'approximation

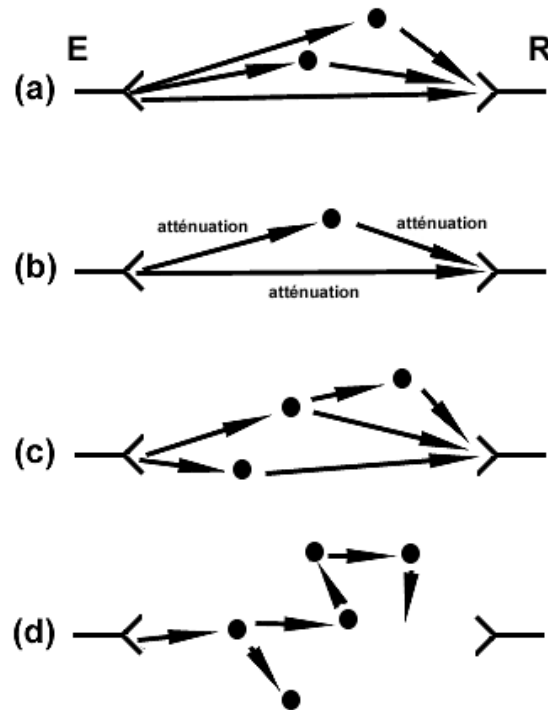


FIG. 3.14 – Principe schématique de (a) la diffusion unique, (b) la diffusion multiple au premier ordre (c) la diffusion multiple et (d) la diffusion totale entre un émetteur E et un récepteur R à travers un milieu aléatoire, d'après Ishimaru (1978).

de diffusion unique ou diffusion simple représentée par la figure 3.14a.

Lorsque l'approximation de diffusion simple n'est plus valide, soit parce que le champ diffusé est trop fort soit parce que les fluctuations du milieu sont trop importantes, il faut tenir compte des perturbations de l'onde incidente aux ordres supérieurs. L'onde est diffusée plusieurs fois le long de son parcours et on parle alors de diffusion multiple. Au premier ordre, les problèmes de diffusion multiple peuvent se résoudre en imposant une atténuation à l'onde avant et après la rencontre avec un diffuseur. Cette atténuation est censée représenter l'effet des diffusions précédentes et de celles qui suivront la diffusion par la particule considérée. Cette approximation est représentée sur la figure 3.14b. Elle a notamment été appliquée avec succès à des problèmes de transmission d'ondes optiques et millimétriques à travers la pluie ou d'ondes acoustiques sous-marines.

Lorsque les fluctuations du milieu restent faibles et que la taille caractéristique des inhomogénéités est grande devant la longueur d'onde, la diffusion, même multiple dévie peu l'onde incidente. L'approximation de diffusion vers l'avant est alors valide et des techniques (notamment celle de Rytov, décrite plus loin) permettent de résoudre les problèmes de manière approximative.

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

Dans les cas extrêmes, la diffusion multiple devient trop importante et l'onde est totalement diffusée (figure 3.14d). Le champ diffusé par le milieu peut alors devenir fortement incohérent. Il existe dans ce cas des méthodes de perturbations qui permettent la résolution des problèmes, même dans le cas des fluctuations fortes (Ishimaru, 1978).

3.2.1.c Méthodes de résolution

La propagation d'une onde dans un milieu caractérisé par une constante diélectrique aléatoire $\epsilon_r(\vec{r})$ est décrite par les équations de Maxwell.

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) \quad (3.4)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega\epsilon_0\epsilon_r(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \quad (3.5)$$

Dans les équations (3.4) et (3.5), ω est la pulsation de l'onde, μ_0 la susceptibilité magnétique du vide, ϵ_0 la permittivité du vide, et $\epsilon_r(\vec{r}, t)$ la constante diélectrique, égale au carré de l'indice optique $n^2(\vec{r}, t)$. Les champs électriques et magnétiques sont supposés avoir des dépendances temporelles en $e^{-i\omega t}$. Les équations précédentes peuvent être combinées pour donner l'équation (3.6) (Tatarskii, 1961, par exemple).

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) - \nabla \times \left(\frac{\nabla \epsilon_r(\vec{r})}{\epsilon_r} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) = 0 \quad (3.6)$$

Le dernier terme de l'équation (3.6) peut être négligé si la longueur d'onde est petite devant la taille du diffuseur (ou la taille caractéristique des irrégularités d'indice optique) selon l'approximation de diffusion vers l'avant. Ceci revient à négliger les effets de dépolarisation de l'onde et à considérer une onde scalaire.

La constante diélectrique est généralement exprimée comme la somme d'une composante moyenne $\langle \epsilon_r \rangle$, supposée constante, et de fluctuations, représentées par une variable aléatoire centrée. Elle peut alors se mettre sous la forme (3.7) où le terme $\tilde{\epsilon}_r(\vec{r})$ représente la fluctuation relative de la constante diélectrique par rapport à sa valeur moyenne.

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \langle \epsilon_r \rangle [1 + \tilde{\epsilon}_r(\vec{r})] \quad (3.7)$$

Dans ces conditions, l'équation (3.6) peut se mettre sous la forme de l'équation (3.8) où k est le module du vecteur d'onde moyen dans le milieu : $k^2 = \langle \epsilon_r \rangle k_0^2$ si k_0 est le vecteur d'onde incident.

$$(\Delta + k^2) E(\vec{r}) = -k^2 \tilde{\epsilon}_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = f(\vec{r}) \quad (3.8)$$

Le second terme de l'équation (3.8) joue alors le rôle d'une source équivalente de courant $f(\vec{r})$ due à la diffusion de l'onde incidente par les variations de ϵ_r (ou de l'indice) par rapport à sa valeur moyenne.

Dans le cas de fluctuations faibles, cette équation peut se résoudre de manière approchée par un développement en série de perturbations. Il existe deux façons de développer la solution recherchée : soit sous la forme d'une somme de termes perturbatifs, soit sous la forme d'un produit de termes, selon la conception du problème.

Le premier développement correspond à l'approximation de Born. La solution recherchée est exprimée sous la forme $u = u_0 + u_1 + u_2 + \dots$, où u est le champ de l'onde selon une direction transverse à la propagation et u_0 représente le champ de l'onde en l'absence de fluctuations. La solution de l'équation scalaire correspondant à (3.8) peut se mettre sous la forme générale (3.9).

$$u(\vec{r}) = u_0(\vec{r}) + \int_V G(\vec{r} - \vec{r}') f(\vec{r}') u(\vec{r}') dV' \quad (3.9)$$

Dans l'équation précédente, $G(\vec{r} - \vec{r}')$ représente la fonction de Green. Le second terme représente les perturbations induites par le terme source $f(\vec{r})$. En substituant u_0 au terme u sous l'intégrale, on obtient le terme au premier ordre u_1 . En répétant l'opération sur les termes aux différents ordres, on obtient le développement de la solution sous la forme d'une série de perturbations.

L'autre technique pour résoudre l'équation (3.8) en utilisant une méthode approchée, consiste à développer la solution en un produit selon $u = u_0 \cdot u_1 \cdot u_2 \dots$. Cette méthode, dite de Rytov (Rytov et al., 1989, par exemple), est souvent appliquée dans des problèmes de propagation. Elle repose sur l'expression des champs sous la forme (3.10).

$$u(\vec{r}) = u_0(\vec{r}) e^{\phi(\vec{r})} \quad (3.10)$$

Le terme $u_0(\vec{r})$ représente un champ de référence, souvent choisi comme le champ en l'absence de fluctuations et $\phi(\vec{r})$ est la phase complexe du champ. Le développement en série de perturbations porte alors sur la phase complexe et la solution s'exprime sous la forme $u = u_0 e^{\phi_0 + \phi_1 + \phi_2 + \dots}$. Le problème se ramène alors à celui du calcul de la phase. La méthode de Rytov sera décrite plus en détail dans la section 3.2.2.

En général, les approximations sont menées au premier ordre. Les conditions de validité des approximations décrites ci-dessus se restreignent aux situations où les fluctuations sont faibles,

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

typiquement lorsque la variation relative de permittivité est faible devant 1. Cependant, il est généralement accepté que la solution pour la phase donnée par l'approximation des fluctuations faibles est valide au delà du domaine de validité de la solution pour l'amplitude. En particulier, la solution de Rytov pour la phase est valable même dans le cas de fluctuations fortes, où la solution pour les fluctuations d'amplitude n'est plus correcte (Crane, 1977; Ishimaru, 1978).

3.2.1.c Scintillations ionosphériques et écrans de phase

L'observation des scintillations a donné lieu à de nombreuses études qui utilisent, entre autres, la méthode de Born (Budden, 1965, par exemple) ou la méthode de Rytov (Chytil, 1970; Wernik et Liu, 1974, par exemple). Cependant, la technique la plus répandue dans la littérature et qui a été utilisée intensivement pour étudier les propriétés de sources naturelles et artificielles après la traversée de l'ionosphère est la méthode de l'écran de phase (Briggs et Parkin, 1963; Singleton, 1974; Crane, 1977; Booker et Tao, 1987; Wagen et Yeh, 1989, par exemple).

Elle a été introduite par Booker en 1950 puis décrite plus en détail par Ratcliffe (1956) et Mercier (1962). La méthode consiste à modéliser l'ionosphère par une couche d'irrégularités de faible épaisseur, ce qui revient à concentrer l'ionosphère en une couche mince censée refléter les propriétés statistiques des fluctuations de l'indice de réfraction. L'écran ainsi constitué impose les fluctuations de phase au front d'onde. En dessous de l'écran de phase, le problème est ramené à un problème de diffraction dans un milieu homogène ou variant lentement, dans lequel les fluctuations de phase se transmettent à l'amplitude au cours de la propagation.

En pratique, on réduit donc l'ionosphère à une couche mince dont on impose les propriétés statistiques (typiquement le spectre de puissance de la permittivité). La technique de l'écran de phase permet de découpler les variations des champs dues au mélange de phases lors de la propagation (effet de la diffraction) de celles dues à la nature aléatoire du milieu (diffusion par $\tilde{\epsilon}_r$). En effet, pour un écran suffisamment mince, les variations de l'onde incidente, représentées par le Laplacien dans l'équation (3.8), peuvent être négligées sur la longueur de l'écran et on peut remonter aux fluctuations de phase imposée par l'écran. Une fois l'écran traversé, le problème se réduit à un problème de propagation dans un milieu homogène, c'est à dire en négligeant le terme source dans l'équation (3.8).

Les résultats déduits de la méthode de l'écran de phase sont régulièrement utilisés dans l'étude des scintillations des signaux naturels ou artificiels. Par exemple, Rufenbach (1972) réduit l'ionosphère à une écran de phase et relie les fluctuations d'une source radio stellaire observée à 26 MHz au spectre des irrégularités en région F. Kumagai (1987) étudie, grâce à un écran de

phase, les fluctuations des signaux émis à 136 MHz par le satellite ETS-2 et reçus au Japon.

Le modèle de l'écran de phase mince est particulièrement bien adapté au cas de la diffusion simple ; Bramley (1977) montre son efficacité en comparant ses résultats à ceux obtenus par la méthode de Rytov et étend son application à la diffusion multiple lorsque les scintillations sont dominées par les irrégularités dont la taille correspond à l'échelle de Fresnel. Lorsque l'on veut prendre en compte les effets de scintillations fortes ou ceux de la diffusion multiple sur les scintillations, les techniques consistent à considérer des écrans plus étendus ou à modéliser l'ionosphère par une succession d'écrans de phase parallèles. Booker et al. (1985) compare les situations où les fluctuations de l'indice sont uniformément étendues entre l'émetteur et le récepteur et les situations où les fluctuations sont concentrées dans un écran de phase. Ils montrent que si l'écran est centré et que les fluctuations du milieu et de la phase sont comparables à celles du milieu étendu alors l'indice de scintillation déduit et l'ACF de l'intensité sont les mêmes dans les deux cas. Les résultats dépendent peu de la répartition des diffusions le long du parcours mais sont fortement influencés par le nombre de diffusions rencontrées. Rino (1978), par exemple, étudie les effets de la diffusion multiple en modélisant l'ionosphère par une succession d'écrans minces indépendants (approximation de Markov).

Les écrans de phase ne trouvent pas seulement des applications dans les scintillations des signaux trans-ionosphériques. Ils servent aussi dans l'étude de la propagation d'ondes émises depuis le sol et réfléchies par l'ionosphère. Kiang et Liu (1985b) choisissent de représenter l'ionosphère comme un milieu stratifié et la modélisent par une succession d'écrans à des altitudes différentes qui ajoutent une phase aléatoire à mesure que l'onde se propage à travers. Ils simulent ainsi numériquement la propagation d'une onde HF en incidence verticale sur l'ionosphère. L'étude est ensuite généralisée aux incidences obliques par Wagen et Yeh (1986).

Pour le même genre d'étude, Kiang et Liu (1985a) utilisent la méthode de Born. Zernov et al. (1991) et Zernov et Lundborg (1995), quant à eux, appliquent la méthode de Rytov à la propagation des ondes dans l'ionosphère en proposant une méthode généralisée qui inclut les effets de la réfraction.

3.2.2 Méthode de Rytov

La méthode de Rytov, ou méthode des perturbations lentes (*MSP*³ en anglais) a été introduite dans les années 1940 ; elle est décrite en détail dans Rytov et al. (1989), par exemple. Nous

³pour *Method of Smooth Perturbations*

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

rappelons ici les grandes lignes du traitement mathématique associé.

La méthode de Rytov est une méthode perturbative de résolution de l'équation parabolique dérivée de l'équation de Helmholtz. Elle concerne la propagation d'ondes dans les milieux caractérisés par des inhomogénéités d'indice optique grandes devant la longueur d'onde. Dans ce type de milieu, où l'hypothèse de la diffusion vers l'avant est valide, on néglige en général la diffusion aux grands angles et en particulier la rétrodiffusion. L'onde incidente est donc faiblement déviée et se propage principalement dans sa direction initiale.

En considérant une onde plane se propageant dans la direction z et tombant sur un milieu irrégulier occupant le demi-espace $z > 0$, Rytov et al. (1989) cherchent à exprimer une solution à l'équation de Helmholtz sous la forme (3.11), où $\vec{\rho} = (x, y)$ représente les coordonnées dans le plan transverse à la propagation.

$$u(\vec{\rho}, z) = v(\vec{\rho}, z)e^{ikz} \quad (3.11)$$

Ils montrent que l'amplitude complexe de l'onde $v(\vec{\rho}, z)$ satisfait l'équation parabolique (3.12) dans laquelle Δ_{\perp} représente le Laplacien transverse.

$$2ik \frac{\partial v(\vec{\rho}, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} v(\vec{\rho}, z) + k^2 \tilde{\epsilon}_r(\vec{\rho}, z) v(\vec{\rho}, z) = 0 \quad (3.12)$$

Dans l'équation précédente, k est le vecteur d'onde dans le milieu et $\tilde{\epsilon}_r$ est la fluctuation relative de la permittivité par rapport à la valeur moyenne.

L'équation parabolique ne permet pas de solution exacte, notamment car le troisième terme représente une variable aléatoire dont on ne peut prédire l'ensemble des réalisations. Rytov a suggéré une approche par développement en série de perturbations de la phase complexe de l'onde pour des problèmes déterministes de diffraction de la lumière. Celle-ci a été appliquée plus tard, vers 1950, par Obukhov, à des problèmes statistiques.

La technique consiste à exprimer l'amplitude complexe de l'onde sous la forme (3.13).

$$v(\vec{\rho}, z) = A_0 e^{\phi(\vec{\rho}, z)} = A_0 e^{iS'(\vec{\rho}, z) + \ln \frac{A(\vec{\rho}, z)}{A_0}} \quad (3.13)$$

Dans cette expression, A_0 est l'amplitude initiale de l'onde, $S'(\vec{\rho}, z) = S(\vec{\rho}, z) - kz$ est l'écart de la phase par rapport à son déroulement en l'absence d'inhomogénéité et $\chi(\vec{\rho}, z) = \ln \frac{A(\vec{\rho}, z)}{A_0}$ est appelé le niveau et représente le logarithme des fluctuations d'amplitude relativement à l'amplitude qu'aurait l'onde en l'absence d'inhomogénéités.

En exprimant l'amplitude complexe de l'onde sous la forme précédente, l'équation (3.12) devient alors

$$2ik \frac{\partial \phi(\vec{\rho}, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} \phi(\vec{\rho}, z) + [\nabla_{\perp} \phi(\vec{\rho}, z)]^2 + k^2 \tilde{\epsilon}_r(\vec{\rho}, z) = 0 \quad (3.14)$$

La solution de l'équation (3.14) est alors recherchée sous la forme d'une série de perturbations $\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 \dots$. Sous cette condition, l'équation (3.14) peut se mettre sous la forme du système d'équations représenté par les équations (3.15) à (3.17).

$$2ik \frac{\partial \phi_1(\vec{\rho}, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} \phi_1(\vec{\rho}, z) = -k^2 \tilde{\epsilon}_r(\vec{\rho}, z) \quad (3.15)$$

$$2ik \frac{\partial \phi_2(\vec{\rho}, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} \phi_2(\vec{\rho}, z) = -[\nabla_{\perp} \phi_1(\vec{\rho}, z)]^2 \quad (3.16)$$

$$2ik \frac{\partial \phi_3(\vec{\rho}, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} \phi_3(\vec{\rho}, z) = -2\nabla_{\perp} \phi_1(\vec{\rho}, z) \cdot \nabla_{\perp} \phi_2(\vec{\rho}, z) \quad (3.17)$$

La solution de chacune de ces équations peut se mettre sous la forme (3.18) où $K(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z - z')$ est la fonction de Green associée à l'opérateur $2ik \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp}$ et f_l le terme source associé à chacun des ordres l , représenté par les membres de droite des équations précédentes.

$$\phi_l(\vec{\rho}, z) = \int_0^z dz' \int K(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z - z') f_l(\vec{\rho}', z') d^2 \rho' \quad (3.18)$$

$$K(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z - z') = \frac{-1}{4\pi(z - z')} e^{\frac{ik(\vec{\rho} - \vec{\rho}')^2}{2(z - z')}} \quad (3.19)$$

En exprimant la phase complexe en composantes de Fourier, Rytov et al. (1989) résolvent, au premier ordre, l'équation correspondante à (3.15). En prenant la partie réelle et la partie imaginaire de cette solution, ils expriment alors respectivement le niveau et la déviation de la phase à l'aide de l'équation (3.20), en fonction de $\vec{\kappa}$ la composante spatiale de Fourier dans le plan transverse à la propagation et de z la distance parcourue dans le milieu.

$$S'(\vec{\kappa}, z) = \frac{k}{2} \int_0^z \cos \left[\frac{\kappa^2(z - z')}{2k} \right] \varepsilon(\vec{\kappa}, z') dz' \quad (3.20)$$

Dans l'équation précédente, le terme $\varepsilon(\vec{\kappa}, z)$ représente le spectre de puissance à 2 dimensions de la permittivité, évaluée en z .

Les propriétés statistiques du front d'onde durant la propagation sont données par les fonctions d'autocorrélation du niveau et de la déviation de phase ou par les fonctions de structure (voir 3.2).

Sous l'hypothèse d'un milieu statistiquement homogène et isotrope et en considérant un trajet de propagation suffisamment grand devant la longueur d'onde, Rytov et al. (1989) expriment la fonction de structure de phase en fonction de la déviation de phase $S'(\vec{\kappa}, z)$, exprimée dans

l'espace de Fourier, et montrent qu'elle peut se mettre sous la forme (3.22).

$$D_S(\vec{\rho}, z) = \langle [S'(\vec{\rho}, z) - S'(\vec{\rho} + \vec{\rho}')]^2 \rangle \quad (3.21)$$

$$= \pi^2 k^2 z \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa \rho)] \left(1 + \frac{k}{\kappa^2 z} \sin \frac{\kappa^2 z}{k} \right) \Phi_\epsilon(\kappa, 0) \kappa d\kappa \quad (3.22)$$

Dans l'expression précédente, J_0 représente la fonction de Bessel du premier ordre et Φ_ϵ est le spectre à 3 dimensions des irrégularités de permittivité.

La fonction de structure de phase représente les fluctuations de la phase autour de la phase qu'aurait l'onde en l'absence d'inhomogénéités. La méthode de Rytov permet donc d'évaluer, au moins au premier ordre, les caractéristiques statistiques de la déformation du front d'onde en phase et en amplitude dues à la propagation dans le milieu inhomogène. Elle nécessite par ailleurs la connaissance du spectre à 3 dimensions des irrégularités de permittivité.

3.2.3 Angles d'arrivée - Élargissement Doppler

Les fluctuations des caractéristiques du milieu imposent au front d'onde des fluctuations d'amplitude et de phase, décrites par la méthode de Rytov en termes de fonction de structure de la phase S' et du niveau χ . Ces fluctuations perturbent le front d'onde au cours de la propagation et conditionnent ses caractéristiques au niveau de la zone de diffusion. La déformation du front d'onde peut ainsi perturber la mesure de largeur spectrale effectuée par les radars SuperDARN.

Les fluctuations du niveau se traduisent en perturbations d'amplitude des ondes reçues. Elles sont responsables des variations d'intensité des signaux reçus, variations observées par exemple dans le phénomène de scintillation. Au niveau des fonctions d'autocorrélation que mesurent les radars SuperDARN, l'effet des fluctuations d'amplitude ne va pas changer la décorrélation temporelle de l'ACF. En effet, les fluctuations contribuent à bruite le signal et peuvent perturber l'intensité de l'ACF, mais elles ne constituent pas un paramètre dominant qui contrôle la décorrélation ou la largeur du spectre. Les fluctuations d'amplitude n'ont donc pas d'effet majeur sur la largeur de la fonction d'autocorrélation et donc le spectre Doppler tel qu'il est estimé par la méthode standard de traitement.

Au contraire, les fluctuations de phase se traduisent par des fluctuations d'angle d'arrivée du front d'onde sur la cible. Pour une onde plane, l'angle d'arrivée se définit par la normale au front d'onde ; dans le cas d'une onde sphérique, la notion d'angle d'arrivée est plus délicate sauf lorsque le rayon de courbure du front d'onde est grand devant l'angle d'ouverture du récepteur,

auquel cas le maximum du signal est obtenu dans la direction perpendiculaire au front d'onde. Si on se restreint à cette définition, on peut relier l'angle d'arrivée et la phase de l'onde en se basant simplement sur des principes d'optique géométrique.

En général, les fluctuations d'angle d'arrivée sont mesurées par des interféromètres. L'analyse des fluctuations de phase par un seul récepteur est menée en faisant tendre la distance entre les éléments de l'interféromètre vers 0. Selon Rytov et al. (1989), les fluctuations d'angle d'arrivée d'une onde se propageant dans un milieu aléatoire sont reliées à la fonction de structure de phase par l'intermédiaire de la relation (3.23).

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{1}{2 \langle \epsilon \rangle k^2} \left| \frac{\partial^2 D_S(\rho)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho \rightarrow 0} \quad (3.23)$$

La relation précédente représente la variance des fluctuations des angles d'arrivée. Elle s'exprime en fonction de la dérivée seconde de la fonction de structure de phase transverse à la direction de propagation, définie par la relation (3.22). La relation (3.23) a été appliquée aux milieux turbulents par Strohbehn et Clifford (1967) et aux scintillations ionosphériques par Crane (1978).

Ishimaru (1978), quant à lui, utilise, dans le cas de fluctuations faibles, la relation (3.24), équivalente à la relation précédente si l'on suppose $\langle \epsilon_r \rangle = 1$.

$$\langle \theta^2 \rangle = \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{D_S(\rho)}{k^2 \rho^2} \quad (3.24)$$

Ainsi, grâce à la méthode de Rytov, on peut remonter à la variance statistique des fluctuations d'angle d'arrivée autour de la valeur moyenne.

L'onde émise par le radar se propage à travers l'ionosphère jusqu'aux zones de perpendicularité au champ où le signal est rétrodiffusé. Chaque irrégularité présente dans le volume sondé diffuse l'onde en lui imposant un décalage Doppler. Ce décalage en fréquence dépend d'une part de la vitesse de l'irrégularité et d'autre part, de l'angle d'arrivée du front d'onde. Un front d'onde idéal, non déformé, incident sur une irrégularité entraînerait un décalage unique, se traduisant par un Dirac au niveau du spectre Doppler. Si le front d'onde est déformé, comme le montre schématiquement la figure 3.15, le front d'onde arrive sur l'irrégularité avec une distribution d'angles d'arrivée.

L'effet sur le signal diffusé par l'irrégularité est une distribution de décalages Doppler. Le spectre présente donc un élargissement découlant de la déformation du front d'onde au cours de la propagation. Dans la pratique, cet élargissement vient s'ajouter à celui dû à la distribution de

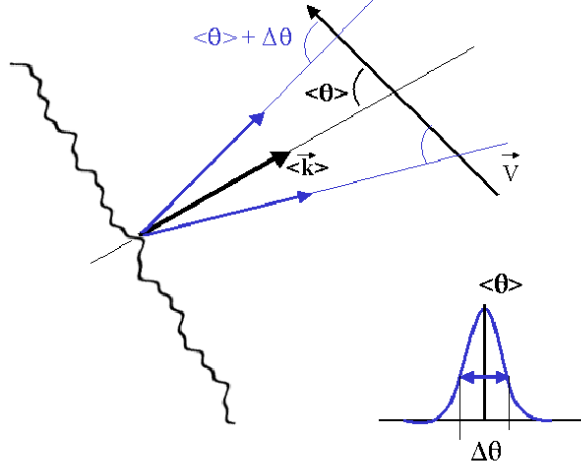


FIG. 3.15 – Distribution des angles d'arrivée et effet sur la mesure de vitesse Doppler pour une irrégularité.

vitesses turbulentes dans le volume sondé et superposée à la vitesse d'ensemble de convection. Dans cette étude, on néglige par ailleurs les variations temporelles de l'onde et des caractéristiques du volume sondé qui viennent normalement contribuer à la décorrélation du signal au cours de la mesure et qui ont donc un effet sur la mesure de la largeur spectrale.

La détermination de la fonction de structure de phase et de la variance de l'angle d'arrivée permettent donc de déterminer la contribution de la propagation à la largeur spectrale mesurée par les radars SuperDARN.

Si l'on rapporte les largeurs spectrales à des vitesses, alors l'écart δW de la mesure de largeur spectrale pour un angle θ par rapport à celle obtenue dans la direction moyenne $\langle \vec{k} \rangle$ avec un angle d'arrivée moyen $\langle \theta \rangle$ s'exprime par la relation (3.25).

$$\delta W_{\langle W \rangle} = |\vec{V}| [\cos \theta - \cos \langle \theta \rangle] \quad (3.25)$$

La distribution des δW sur l'ensemble du volume sondé représente la contribution de la décorrélation au spectre Doppler. Chaque partie du front d'onde arrive sur l'irrégularité avec un angle différent et est diffusée avec un décalage Doppler différent. Pour un front d'onde suffisamment grand, c'est à dire, grand devant la taille de l'irrégularité, on peut supposer que la distribution d'angle d'arrivée suit une loi normale et donc que le spectre associé est gaussien. Dans ces conditions, la largeur à mi-hauteur du spectre s'obtient par l'intermédiaire de l'équation (3.26) où le terme $\langle \delta W^2 \rangle^{1/2}$ représente l'écart type de la distribution.

$$\Delta W = 2\sqrt{2 \ln 2} < \delta W^2 >^{1/2} \quad (3.26)$$

Dans le fonctionnement standard des radars de la chaîne SuperDARN, c'est cette grandeur, estimée à partir des fonctions d'autocorrélation, qui représente la largeur spectrale, dans le cas de décorrélations gaussiennes aussi bien que pour des décorrélations lorentziennes. Ici, nous avons supposé une vitesse d'irrégularité \vec{V} vue par le front d'onde ; en pratique, il faut tenir compte de la distribution de vitesses dans le volume sondé.

Ainsi, la propagation à travers l'ionosphère, en entraînant une déformation du front d'onde, se traduit au niveau des données SuperDARN par un élargissement du spectre Doppler, élargissement qui dépend des conditions de propagation dans le milieu et donc en particulier, de la distance parcourue dans le milieu et du rapport entre la fréquence plasma et la fréquence radar.

3.2.4 Caractérisation du milieu

Dans les sections précédentes, nous avons vu que la méthode de Rytov permet de calculer la fonction de structure de phase à partir du spectre à 3 dimensions des fluctuations de la permittivité. Des mesures de la fréquence plasma ou de la densité électronique permettent d'évaluer ce spectre. Les mesures in situ effectuées par des sondes embarquées sur fusées ou satellites permettent de connaître le spectre 1D le long de la trajectoire de l'instrument. Les mesures de scintillations permettent, quant à elles, de remonter éventuellement au spectre à 2 dimensions dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

Dans la partie qui suit, nous montrons comment, à partir de données enregistrées à bord du satellite AUREOL-3, nous estimons le spectre 1D de la permittivité. A partir de ce spectre et en imposant des hypothèses classiques sur la forme des irrégularités, nous remontons analytiquement au spectre à 3 dimensions.

Ce spectre 3D, obtenu à l'aide de données satellites nous permet alors de caractériser le milieu ionosphérique de façon réaliste en fonction de la fréquence plasma et de la fréquence émise par le radar.

3.2.4.a ARCAD-3

Le projet ARCAD-3, associé au satellite russe AUREOL-3 est un projet franco-russe dont le principal objectif était l'étude de processus du plasma magnétosphérique comme l'étude des particules aurorales, la mesure des champs électromagnétiques, des fluctuations thermiques et

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

des courants alignés. Le satellite a été lancé en Septembre 1981 et a donné des mesures jusqu'en 1986. Celui-ci décrivait des orbites quasi-polaires, avec une apogée à 2012 km et un périégée à 408 km. En ce qui concerne les calottes polaires, les mesures sont donc effectuées à des altitudes de l'ordre de 400 km. Bien que cette gamme d'altitudes soit légèrement supérieure à celle des sondages effectués par les radars SuperDARN, l'alignement des irrégularités le long de \vec{B} permet de supposer que les mesures prises par le satellite représentent également les propriétés du milieu ionosphérique sondé par les radars.

Les données auxquelles nous allons nous intéresser proviennent de l'expérience ISOPROBE⁴ qui mesure la fréquence plasma du milieu ionosphérique. L'expérience ISOPROBE (Béghin et al., 1982) est basée sur le principe de la sonde à impédance mutuelle et permet le diagnostic du plasma grâce à la mesure de ses fréquences caractéristiques. Elle repose sur la mesure de l'impédance entre deux paires d'électrodes plongées dans le plasma. Les propriétés diélectriques du plasma conditionnent la réponse du milieu. En faisant varier la fréquence du signal émis, on peut déterminer les fréquences caractéristiques du plasma. En particulier, les positions de la résonance et de l'anti-résonance permettent de déterminer des caractéristiques essentielles du plasma comme la densité électronique, la température électronique ou la vitesse plasmique.

Les données de ISOPROBE fournissent la mesure de la fréquence hybride haute f_{uh} (mesurée entre 100 kHz et 9675 kHz) et de la gyrofréquence f_B . La détermination de la fréquence plasma f_P s'effectue grâce à l'équation (3.27).

$$f_p = \left(f_{uh}^2 - f_B^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.27)$$

Si l'on néglige l'effet des collisions sur la propagation et que l'on se place dans les conditions de l'approximation des hautes fréquences, la théorie magnéto-ionique (section 1.2.1) donne l'indice de réfraction n ou la permittivité ϵ sous la forme de l'équation (3.28).

$$\epsilon = n^2 = 1 - X^2 = 1 - \left(\frac{f_p}{f_0} \right)^2 \quad (3.28)$$

La permittivité dépend donc de la fréquence plasma f_P et de la fréquence f_0 de l'onde qui se propage. Ainsi, le spectre de la permittivité sera évalué en fonction du paramètre X qui représente le rapport entre les deux grandeurs précédentes.

La fréquence d'échantillonnage de la sonde est de 1000 Hz dans les modes rapides et la vitesse du satellite de l'ordre de 8 km.s⁻¹. Ceci permet d'atteindre une résolution spatiale de 8

⁴pour *Interferometer Self Oscillatory PROBE*

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

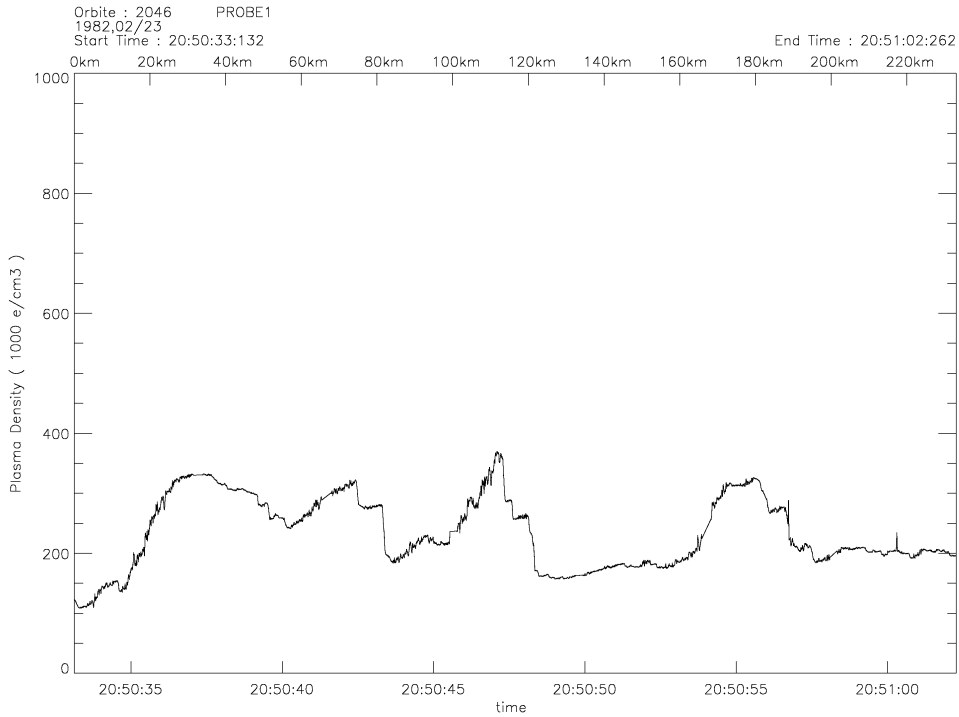


FIG. 3.16 – Densité électronique mesurée par AUREOL-3 le long de la trajectoire du satellite, pour un extrait de l'orbite 2046 du 23 Février 1982.

m. Celle-ci est grandement suffisante dans l'étude qui nous intéresse ici. En effet, les échelles spatiales inférieures ou de l'ordre de la quinzaine de mètres, longueur d'onde typique pour les radars SuperDARN, diffusent l'onde et génèrent les échos alors que les échelles spatiales qui perturbent le front d'onde dans l'approximation de la diffusion vers l'avant et auxquelles nous nous intéressons ici sont plus grandes d'au moins un ordre de grandeur.

La figure 3.16 montre un exemple de données mesurées avec l'instrument ISOPROBE. On a représenté la densité électronique le long de la trajectoire du satellite pour l'orbite n° 2046 du 23 Février 1982, au dessus de la calotte polaire de l'hémisphère nord. L'extrait représente un parcours d'environ 230 km, obtenu entre 20:50:33 et 20:51:02 soit sur une durée d'environ 30 secondes. L'échelle du haut de la figure représente la distance parcourue par le satellite le long de sa trajectoire, celle du bas représente le déroulement du temps.

La densité électronique est donnée en 10^3 par cm^3 , soit en 10^9 par m^3 . Sur l'exemple présenté, la densité électronique moyenne est de l'ordre de $2 \cdot 10^{11} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$, soit une fréquence plasma

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

moyenne d'environ 4 MHz.

La figure 3.16 permet d'observer clairement plusieurs structures de grande échelle, de l'ordre d'une vingtaine de kilomètres où la densité électronique est augmentée d'un facteur 1.5 à 2. Ces structures représentent les irrégularités d'ionisation de grande échelle décrites dans le premier chapitre. C'est à partir de ces structures que se développent les mécanismes d'instabilité de plasma qui génèrent des irrégularités de plus petite échelle. Ces irrégularités de plus petite échelle sont à l'origine des fluctuations rapides observées sur la figure 3.16. On peut remarquer que les fronts montants des structures de quelques dizaines de kilomètres sont très perturbés alors que les fronts descendants sont plus stables. Cette différence entre fronts montants et descendants a été discutée par Cerisier et al. (1985). Ces derniers montrent que les fluctuations du champ électrique et de la densité électronique sont corrélées avec les gradients positifs de grande échelle. Ils expliquent la différence entre gradients positifs instables et gradients négatifs stables en invoquant l'instabilité de dérive de gradient, principale responsable des irrégularités de petite échelle en région F et qui dépend de l'angle entre la direction de la dérive du plasma et la direction du gradient convecté.

A partir des données ISOPROBE, nous estimons la permittivité du milieu ionosphérique et en déduisons le spectre de ses fluctuations. Pour cela, nous avons sélectionné un jeu de 23 orbites assez représentatif des fluctuations rencontrées par le satellite dans les calottes polaires.

3.2.4.b Spectre de puissance

Pour chacun des extraits d'orbites considérés la permittivité a été calculée pour des fréquences radars allant de 5 MHz à 20 MHz, par pas de 0.5 MHz. La fréquence plasma moyenne de chaque extrait a également été calculée pour attribuer une valeur de X à chaque spectre. La gamme des valeurs de la fréquence radar et notamment l'utilisation de fréquences aussi basses que 5 MHz sera discutée par la suite.

Le spectre est calculé par la méthode de Welch (Welch, 1967), intégrée en routine au langage de programmation MATLAB. La méthode de Welch consiste à estimer un périodogramme (les composantes de Fourier) par transformée de Fourier discrète en divisant le signal temporel en segments de longueur arbitraire. Chacun d'eux se voit appliquer une fenêtre, ici une fenêtre de Hanning et seules les fluctuations du signal sont prises en compte (la tendance moyenne du signal temporel est enlevée). La résolution du périodogramme dépend de la taille des segments considérés. En pratique, le spectre est obtenu en adoptant une fenêtre de découpage dont la taille varie avec la gamme d'échelles considérée. Cette technique, dans le principe analogue à une

moyenne glissante permet d'obtenir une résolution en κ quasiment uniforme sur l'ensemble des échelles spatiales. Les composantes spatiales κ sont obtenues en associant les échelles spatiales λ des structures rencontrées par le satellite aux échelles temporelles mesurées τ selon $\lambda = \tau * V_{SAT}$ où V_{SAT} est la vitesse du satellite. Dans l'espace de Fourier, cette relation se traduit en terme de composantes spectrales par la relation (3.29).

$$\kappa = \frac{\omega}{V_{SAT}} \quad (3.29)$$

La figure 3.17 donne un exemple des fluctuations de la permittivité et du spectre à une dimension obtenu à partir des données ISOPROBE, pour une valeur de X de 0.48. Les fluctuations de la permittivité le long de la trajectoire du satellite sont représentées en haut ; l'extrait considéré est le même que celui de la figure précédente. Les fluctuations représentées ici sont celles données par la quantité $\tilde{\epsilon}_r = \frac{\epsilon_r - \langle \epsilon_r \rangle}{\langle \epsilon_r \rangle}$. La figure du bas représente le spectre de puissance associé, en unité logarithmique, estimé à l'aide de la méthode de Welch. Elle est donnée en fonction des composantes spatiales κ de l'espace de Fourier (en m^{-1}). L'échelle horizontale représente des composantes s'étendant de $10^{-5} m^{-1}$ à $1 m^{-1}$ et qui concernent donc des échelles spatiales comprises entre 6 m et 600 km. En pratique, on ne peut avoir accès à des échelles plus petites que 2 fois la résolution spatiale de l'instrument (théorème de Nyquist), ici 16 m.

En première approximation le spectre à une dimension peut être vu comme une loi de puissance dans la gamme d'échelles concernée. L'ajustement linéaire du spectre est représenté sur la figure 3.17. La pente de la droite obtenue, ou indice spectral, est dans ce cas égale à 2.27.

La forme du spectre des irrégularités ionosphériques a été abondamment étudiée, que ce soit au moyen de mesures fusées ou satellites ou par le biais des scintillations. Par exemple, Rufenbach (1972), à travers l'étude des scintillations d'une source stellaire à 26 MHz, montre que le spectre à une dimension pour les échelles comprises entre 0.6 km et 4 km suit une loi de puissance inverse de la forme κ^{-p} , d'indice spectral p compris entre 2 et 3. Dyson et al. (1974), par l'étude des données du satellite Ogo 6, montrent que le spectre des irrégularités de région F est bien représenté par une loi de puissance entre 70 m et 7 km. Ils déduisent un indice spectral de l'ordre de 1.9 pour des spectres à une dimension. De plus, Chytil (1975) confirme cette forme en montrant que parmi 3 formes de densité spectrale de puissance, la loi de puissance donne un meilleur ajustement des observations expérimentales du spectre des fluctuations d'amplitude de signaux satellites. Les valeurs de l'indice spectral associé à ces études sont en général comprises entre 1.5 et 2.5 dans une gamme de longueurs d'onde comprises entre quelques dizaines de mètres et quelques dizaine de kilomètres (Fejer et Kelley, 1980; Tsunoda, 1988). Les mesures

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

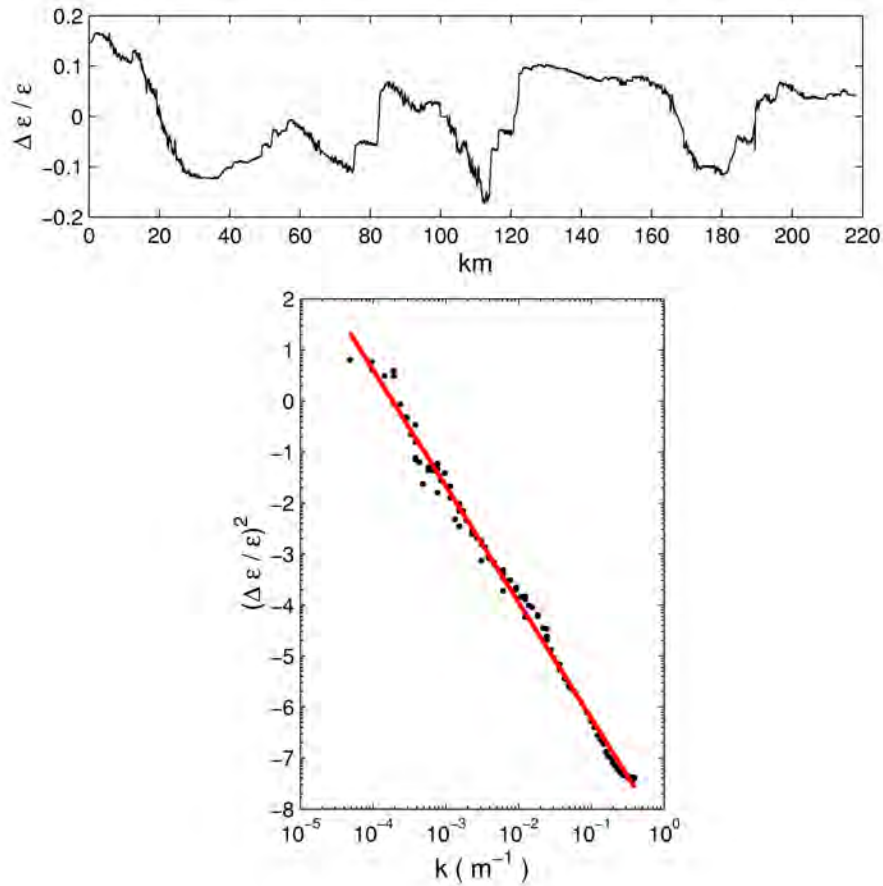


FIG. 3.17 – Fluctuations relatives de la permittivité le long de la trajectoire du satellite (en haut) et en bas : spectre de puissance associé (points) et ajustement linéaire pour l'extrait de l'orbite 2046. L'échelle en ordonnée est logarithmique.

par scintillations confirment cette forme du spectre mais font généralement intervenir des indices spectraux plus faibles, dont la valeur est souvent inférieure à 2 (Fejer et Kelley, 1980; Tsunoda, 1988).

Si la majorité des spectres de région F de haute latitude est bien représentée par une loi de puissance, certains sont mieux décrits par deux segments de droite ou deux pentes. Villain et al. (1986) étudient les spectres donnés par ARCAD-3 dans la gamme 40 m-1 km et rapportent une rupture dans la pente de certains spectres. Selon eux, ces spectres à deux composantes représentent moins de 25 % des cas et concernent principalement de forts niveaux de fluctuations. Ils montrent un coude dans le spectre aux alentours de 300 m correspondant à la limite à partir

de laquelle les irrégularités ne sont plus formées par suite des mécanismes d'instabilités mais par des processus de cascade. Si l'on s'intéresse plus en détail au spectre de la figure 3.17, on peut remarquer le poids des plus petites échelles spatiales, apparemment noyées dans le bruit expérimental qui redressent le spectre. On peut penser que la rupture de pente mentionnée par Villain et al. (1986) est associée à la bosse observée aux alentours de $\kappa = 10^{-2}$ sur la figure 3.17, qui si elle n'est pas spectaculaire sur l'exemple proposé, est une caractéristique observée systématiquement sur l'ensemble des spectres.

La forme du spectre est due au phénomène de cascade non linéaire depuis les plus grandes échelles vers les plus petites, déclenché par des instabilités convectives. En général les études rencontrées dans la littérature sont obtenues pour des échelles pouvant atteindre 100 km mais beaucoup ne concernent que des échelles inférieures à 10 km. Dyson et al. (1974) proposent qu'il existe une limite au spectre à grande échelle (κ faible) qui doit prendre en compte la taille de la plus grande échelle qui alimente la turbulence dans le milieu ; d'autre part, il faut également prendre en compte la limite imposée par la taille finie du volume sondé. De même, à petite échelle, il faut imposer une coupure correspondant au rayon de Larmor des ions, de l'ordre de 3 m dans les régions considérées (Woodman et Basu, 1978, par exemple). Ici, les données ne permettent pas d'atteindre de telles échelles. Le bruit expérimental à petite échelle doit être davantage pris en compte.

Un des moyens pour tenir compte de la coupure à grande échelle est de modéliser la forme du spectre par une Lorentzienne, comme le proposent Woodman et Basu (1978). Le spectre à une dimension, dans la direction x , suit alors la forme donnée par l'expression (3.30) où L_0 représente l'échelle externe de la turbulence et $\langle \Delta n_e^2 \rangle$ la variance des fluctuations de la densité électronique du milieu. Pour des valeurs de L_0 suffisante, cette forme est analogue à une loi de puissance d'indice 2 avec un coude pour les plus grandes échelles spatiales.

$$\Phi(\kappa_x) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle L_0}{\pi} \frac{1}{1 + \kappa_x^2 L_0^2} \quad (3.30)$$

En ce qui concerne la coupure à petite échelle, nous négligerons dans la suite le rôle des composantes κ supérieures à 0.2 m^{-1} , composantes à partir desquelles le bruit expérimental déforme la loi de puissance. D'un point de vue théorique, cette approximation se justifie car les échelles inférieures à la longueur d'onde ne contribuent pas à la déformation du front d'onde telle qu'elle est étudiée ici mais à la diffusion de l'onde par le milieu. La coupure à 0.2 m^{-1} correspond à une coupure à des échelles de l'ordre de 30 m, soit l'ordre de grandeur de la longueur d'onde pour les plus basses fréquences émises par les radars SuperDARN. Cette coupure est de plus en

accord avec l'hypothèse de diffusion vers l'avant.

Outre la prise en considération de la coupure à grande échelle, la forme proposée par Woodman et Basu (1978) permet, au moyen d'hypothèses sur la géométrie du problème, de remonter par ailleurs à un spectre à 3 dimensions réaliste de façon exacte et analytique.

3.2.4.c Spectre à 3 dimensions

Le spectre utilisé dans la méthode de Rytov pour déterminer la fonction de structure de phase est un spectre à 3 dimensions dans l'espace de Fourier. Le spectre à 3 dimensions peut se déduire du spectre unidimensionnel comme celui mesuré par ARCAD-3 à condition d'imposer une géométrie aux structures turbulentes rencontrées.

Dans les études rencontrées dans la littérature, la nature du spectre des irrégularités, 1D, 2D ou 3D n'est pas toujours claire. Dans le cas de turbulence statistiquement isotrope, un spectre à 1 dimension suivant une loi de puissance inverse en κ^{-2} , donne une forme en κ^{-3} en 2 dimensions et en κ^{-4} à 3 dimensions (Fredricks et Coroniti, 1976; Walker et al., 1987).

Dans le cas de la région F de haute latitude, l'approximation de turbulence isotrope n'est pas valable. La structure des irrégularités ionosphériques, étirées le long du champ magnétique et leur mouvement transverse à l'axe d'élongation mènent à une configuration où la turbulence est confinée dans le plan transverse au champ magnétique (Bates et Albee, 1970). Le milieu est alors plus proche d'un milieu turbulent à 2 dimensions qu'un milieu à 3 dimensions (Temerin, 1978). Keskinen et Ossakow (1983b) simulent numériquement l'évolution de structures de petite échelle (0.1 m - 1 km) dans l'ionosphère aurorale. Ils montrent que dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, le plasma évolue vers un état turbulent 2D isotrope dont le spectre unidimensionnel est bien représenté par un loi de puissance d'indice spectral compris entre 2 et 3.

En réalité, le milieu n'est pas complètement isotrope dans le plan transverse à \vec{B} . Les irrégularités ionosphériques sont étirées dans une direction Est-Ouest, sous l'action des champs électriques. Ainsi, Keskinen et Ossakow (1983a) s'intéressent aux caractéristiques des spectres unidimensionnels dans différentes directions. Ils rapportent une valeur de 2 pour l'indice spectral dans la direction Est-Ouest (pour des longueurs d'ondes comprises entre 3 km et 256 km) et une valeur légèrement plus forte, entre 2 et 2.5 dans la direction Nord-Sud pour sensiblement la même gamme d'échelles (3 km à 100 km). Cependant, nous supposerons ici l'isotropie du milieu dans le plan perpendiculaire à \vec{B} .

Nous supposerons aussi que l'on peut représenter les irrégularités ionosphériques par des cylindres de longueur infinie dont l'axe coïncide avec la direction du champ magnétique. Les

fluctuations de permittivité affectent donc le plan perpendiculaire aux cylindres. La figure 3.18 montre de façon schématisque la géométrie du problème. Les irrégularités sont des cylindres alignés au champ dont les rayons L_0 correspondent à l'échelle externe qui entretient les processus turbulents. Les cylindres sont supposés infiniment allongés, bien qu'en réalité, les irrégularités ionosphériques présentent plutôt des rapports d'élongation de 5 à 10 environ pour des échelles spatiales de l'ordre de 10 km et inférieures (Rufenbach, 1972).

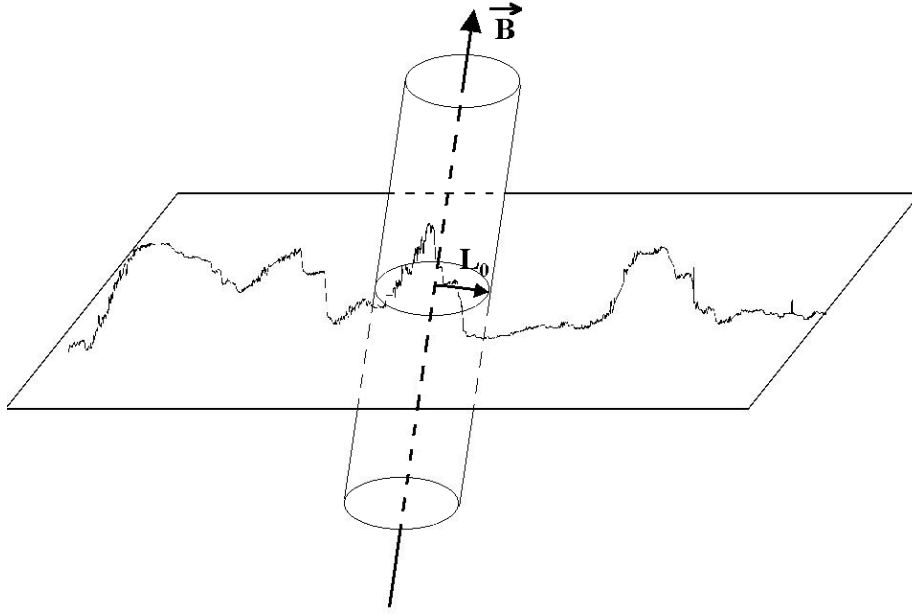


FIG. 3.18 – Géométrie associée à la modélisation des irrégularités ionosphériques par des cylindres infinis, alignés au champ magnétique terrestre. Les fluctuations des paramètres du milieu se situent dans le plan transverse au champ \vec{B} .

Cette modélisation du milieu, bien qu'approximative, présente l'avantage de pouvoir en déduire analytiquement le spectre à 3 dimensions à partir d'un spectre à une dimension de la forme (3.30), proche d'une loi de puissance, comme le proposent Woodman et Basu (1978). Ces auteurs proposent d'associer aux cylindres représentant les irrégularités une fonction d'autocorrélation Lorentzienne selon la direction x perpendiculaire au champ magnétique, donnée par l'expression (3.31).

$$\rho(x) = \langle \Delta n_e^2 \rangle e^{-|x/L_0|} \quad (3.31)$$

Cette fonction d'autocorrélation correspond au spectre (3.30), obtenu par transformée de Fourier à une dimension de $\rho(x)$. En extrapolant la fonction d'autocorrélation au plan transverse

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

selon l'expression (3.32), on obtient le spectre à 3 dimensions par transformée de Fourier dans l'espace.

$$\rho(r_{\perp}) = \langle \Delta n_e^2 \rangle e^{-|r_{\perp}|/L_0} \quad (3.32)$$

En partant de l'expression (3.30) du spectre à une dimension, on peut ainsi déduire les caractéristiques du spectre à 3 dimensions. Le détail du calcul est donné dans l'annexe A. Celui-ci permet de retrouver la forme du spectre 3D proposée par Woodman et Basu (1978) et donnée par l'expression (3.33), où κ_{\perp} est la composante normale au champ du vecteur d'onde et κ_{\parallel} est le vecteur d'onde dans la direction du champ magnétique terrestre.

$$\Phi(\vec{\kappa}) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle L_0^2}{2\pi} \frac{\delta(\kappa_{\parallel})}{[1 + (\kappa_{\perp} L_0)^2]^{3/2}} \quad (3.33)$$

3.2.4.d Exemple de modélisation du spectre

La figure 3.19 montre un exemple d'ajustement du spectre des fluctuations de permittivité obtenues avec les données ISOPROBE. Le spectre correspond à un segment d'environ 300 km, extrait de l'orbite n° 2086, obtenue le 26 Février 1982.

La droite noire correspond à l'ajustement du spectre en loi de puissance inverse. Sur cet exemple, la pente de la droite est de -2.12. La courbe en bleu correspond à un ajustement du spectre sous la forme du spectre (3.30) proposée par Woodman et Basu (1978) avec un coefficient libre pour l'exposant de κ . Plus précisément, le spectre est ajusté en fonction de trois paramètres en utilisant l'expression (3.34).

$$\phi(\kappa) = \frac{a}{1 + b \kappa^c} \quad (3.34)$$

Sur l'exemple proposé, les valeurs des paramètres a , b et c sont respectivement de 0.72, $2.11 \cdot 10^8$ et 2.12 (courbe bleue). On retrouve ainsi la pente donnée par l'ajustement linéaire. D'une manière générale, l'accord entre l'ajustement sous la forme d'un loi de puissance et ce type de courbe est excellent jusque à des échelles de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres. En particulier, l'écart relatif entre l'indice spectral d'une loi de puissance et le paramètre c laissé libre pour l'ajustement est de l'ordre de 2% sur l'ensemble des spectres considérés. La différence principale réside dans la coupure du spectre aux grandes échelles. La courbe en rouge correspond à un ajustement par la même forme mais cette fois, en fixant la valeur du paramètre c à 2. Pour ce second ajustement, les paramètres a et b sont égaux à 1.12 et $1.81 \cdot 10^8$. Les valeurs des paramètres d'ajustement diffèrent peu dans les deux cas. On voit sur la figure 3.19 que les deux

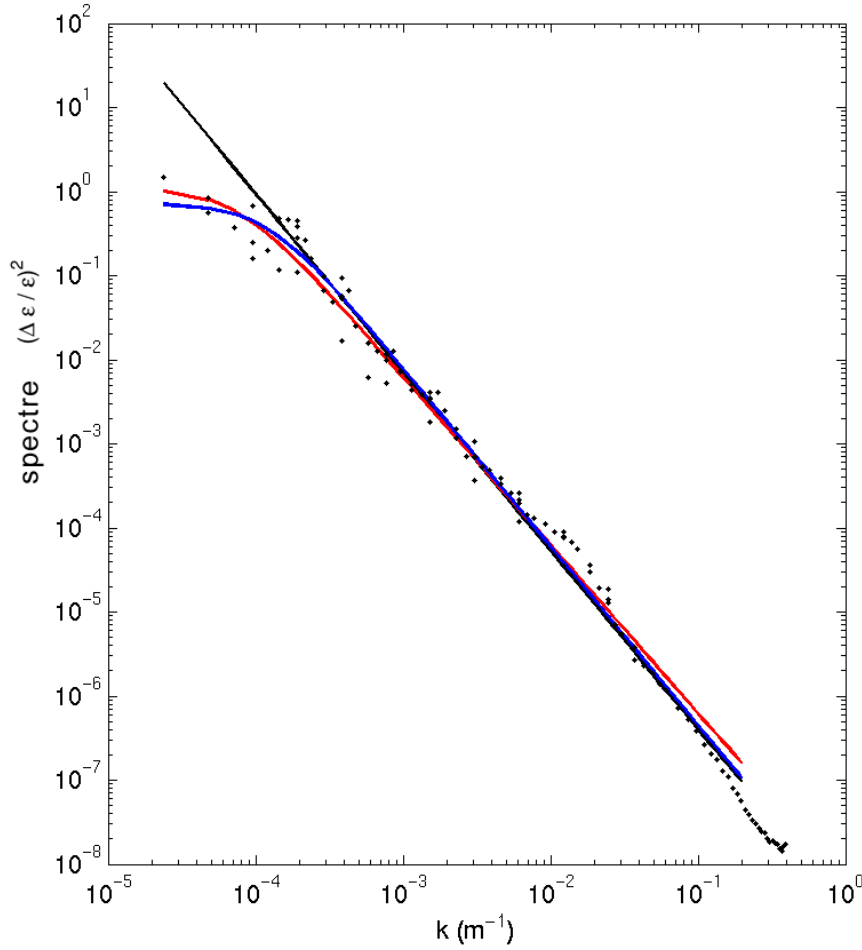


FIG. 3.19 – Exemple de densité spectrale de puissance (points) et ajustement par une loi de puissance inverse (en noir) et par la forme de Woodman et Basu (1978) avec un coefficient libre (en bleu) et fixé à 2 (en rouge)

ajustements sont assez proches. Pour pouvoir remonter au spectre à 3 dimensions, nous allons utiliser l'ajustement correspondant à la courbe rouge, qui même s'il est moins réaliste, permet un calcul analytique. Avec cette seconde forme d'ajustement, l'erreur relative entre la pente estimée à l'aide d'une loi de puissance et 2 augmente jusqu'à environ 5%. On peut remarquer que l'ajustement surestime le poids des petites échelles spatiales. Cependant, vue la forme du spectre, cette erreur est minime. Un spectre de la forme (3.30) semble donc représenter de façon assez réaliste le spectre des fluctuations de permittivité.

Dans le cas d'une pente strictement égale à 2, le paramètre b de l'ajustement représente le carré de l'échelle externe L_0 . Dans l'exemple de la figure 3.19, la valeur de b obtenue correspond

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

à $L_0 \approx 13.5$ km. Cette valeur n'est qu'approximative dans la mesure où la pente du spectre n'est pas strictement égale à 2 et où elle dépend fortement de l'ajustement. Cependant, il semble qu'elle donne au minimum une assez bonne estimation de l'ordre de grandeur de L_0 qui, dans le modèle, représente le rayon des irrégularités. En effet, comme noté précédemment, la figure 3.16 présente des structures d'ionisation dont la taille est de l'ordre de 20 km et qui semble correspondre à la valeur de L_0 déterminée par l'ajustement. Les extraits utilisés pour l'étude mettent en avant principalement deux groupes de valeurs de L_0 , autour de 10 km et de 30 km.

3.2.4.e Variations des caractéristiques du spectre avec X

Les caractéristiques des spectres et des ajustements numériques associés dépendent en partie du paramètre X . L'équation (3.28), qui lie la permittivité à X explique cette dépendance non-linéaire.

De façon à prendre en compte cette dépendance, nous avons estimé les caractéristiques du spectre pour différentes valeurs du rapport entre la fréquence plasma et la fréquence radar. Pour chacun des extraits ISOPROBE considérés, nous avons estimé la permittivité pour différentes valeurs de la fréquence radar, dans une gamme de 5 MHz à 20 MHz. Ainsi, nous avons pu déterminer les caractéristiques du spectre pour diverses valeurs de X , ces dernières étant estimées en considérant la valeur moyenne de la fréquence plasma.

La forme globale du spectre, caractérisée ici par le paramètre L_0 et par l'exposant du dénominateur, que l'on peut associer à la pente d'une loi de puissance, est indépendante de la valeur de X . Les résultats donnés par l'ajustement donnent des valeurs de L_0 identiques pour toutes les fréquences.

Au contraire, l'amplitude du spectre, représentée par a dans la forme de l'ajustement, dépend fortement de X et augmente de façon exponentielle lorsque la fréquence radar se rapproche de la fréquence plasma (X tend vers 1). Les variations du spectre avec la fréquence seront donc exclusivement représentées par celles de l'amplitude du spectre. La pente et l'échelle externe seront maintenues constantes lors des variations de fréquence.

Un ajustement de la variation de l'amplitude du spectre avec X permet de déterminer la valeur de l'amplitude pour n'importe quelle valeur de ce paramètre. Dans la gamme des valeurs de X considérée, un ajustement sous la forme d'un polynôme de degré 3 se révèle très fiable.

La figure 3.20 donne un exemple de l'évolution de l'amplitude du spectre avec le paramètre X . Les losanges correspondent aux points calculés à partir des données ISOPROBE en fixant la valeur de la fréquence plasma. Le trait pointillé correspond à l'ajustement par un polynôme

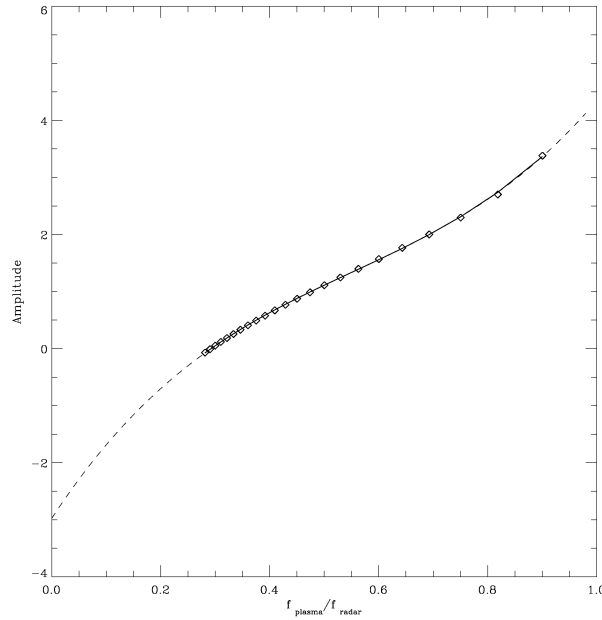


FIG. 3.20 – Exemple de dépendance de l'amplitude du spectre au rapport fréquence plasma sur fréquence radar. Les points expérimentaux sont représentés par les losanges, l'ajustement par un polynôme d'ordre 3 est en trait pointillé. L'échelle verticale est logarithmique.

d'ordre 3. Dans l'intervalle correspondant aux points expérimentaux, l'ajustement se révèle très proche des valeurs réelles. La validité de l'ajustement en dehors de ce domaine est plus discutable, notamment pour les petites valeurs de X . L'effet d'un tel ajustement pourrait sous-estimer l'effet des interactions pour les faibles X . Cependant, ces valeurs interviennent à l'entrée de l'ionosphère, c'est à dire, pour des faibles longueur d'interaction. L'effet sera donc minime sur l'interprétation des résultats, notamment pour des distances d'interaction importantes.

Les valeurs de fréquences plasma données par ISOPROBE sont obtenues à des altitudes de l'ordre de 400 km. Ainsi, les fréquences plasma moyennes associées aux différents extraits sont de l'ordre de 4 MHz. Les radars SuperDARN, quant à eux, sondent l'ionosphère à des altitudes plus faibles, de l'ordre de 300 km au maximum, où les fréquences plasma rencontrées peuvent être plus élevées. Les caractéristiques de la turbulence entre ces deux gammes d'altitudes doivent être comparables. Ainsi, nous supposons que l'ajustement de l'amplitude du spectre déterminé à partir des données ISOPROBE est aussi valable pour les radars SuperDARN. Ainsi, la variation de a avec le rapport X est directement transposé aux études qui vont être menées. Les fréquences radars utilisées étant comprises entre 9 MHz et 20 MHz et les fréquences plasma ionosphériques être de l'ordre de 6 ou 7 MHz, les valeurs de X pourront atteindre 7/9. Il a donc fallu calculer les

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

spectres avec des fréquences radars aussi basses que 5 MHz pour que ce genre de valeurs de X puisse rentrer dans le domaine de fiabilité de l'ajustement.

La variation d'altitude entre les données satellites qui servent à l'étalonnage du spectre et la gamme d'altitude atteinte par les radars est donc prise en compte en choisissant des valeurs de X adaptée à l'étude.

3.2.5 Simulations

Les simulations décrites ici reposent sur la méthode de Rytov et utilisent les résultats des études portant sur les caractéristiques du spectre des fluctuations de la permittivité décrits dans les parties précédentes.

3.2.5.a Principe des simulations

Ces simulations s'appuient sur un certain nombre de modèles et d'approximations représentant les caractéristiques de l'ionosphère. Ces modèles sont parfois simplistes car le but de ces simulations n'est pas de reproduire le parcours du faisceau et ses déformations de façon réaliste, mais de montrer l'influence moyenne des interactions entre l'onde radar et les gradients d'ionisation de moyennes échelles. Un modèle complet doit prendre en compte un certain nombre de paramètres comme le trajet réel de propagation dû aux effets de réfraction, l'élargissement géométrique du faisceau ainsi que sa dispersion en altitude et la variation de l'amplitude du spectre avec l'altitude. De plus, l'effet expérimental décrit dans la première partie de ce chapitre est un effet moyen, global et moyenné sur de nombreuses conditions de propagation et d'ionosphère différentes. Le but des simulations que nous avons mises en place est de reproduire les comportements associés à cet effet et non pas d'étudier son influence dans des conditions géophysiques particulières.

Nous inspirant des méthodes classiques de Monte Carlo, nous avons choisi de représenter les fronts d'onde radars par des séries de 100.000 points. A mesure que les fronts d'onde se propagent dans l'ionosphère ils se déforment à cause des interactions avec le milieu turbulent. La méthode de Rytov décrite dans la partie précédente permet de calculer la variance des fluctuations aléatoires de l'angle d'arrivée en fonction du spectre des irrégularités et de la distance de propagation dans le milieu. Les spectres 3D déduits des mesures ISOPROBE servent donc de paramètre d'entrée aux simulations, de même que le rapport X entre fréquence plasma et fréquence radar qui fixe leur amplitude. Pour permettre une comparaison plus directe des résultats des simulations avec les résultats obtenus à partir des largeurs spectrales des radars, les fréquences des

ondes émises sont fixées à 9 MHz, 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz. Pour chaque distance et chaque fréquence radar, nous déterminons la fonction de structure de phase puis, nous en déduisons la variance des fluctuations de l'angle d'arrivée. Cette variance nous permet de construire une distribution d'angles d'arrivées, supposée gaussienne, autour de l'angle d'incidence moyen, choisi aléatoirement parmi une distribution uniforme dans l'intervalle $[0, 2\pi]$

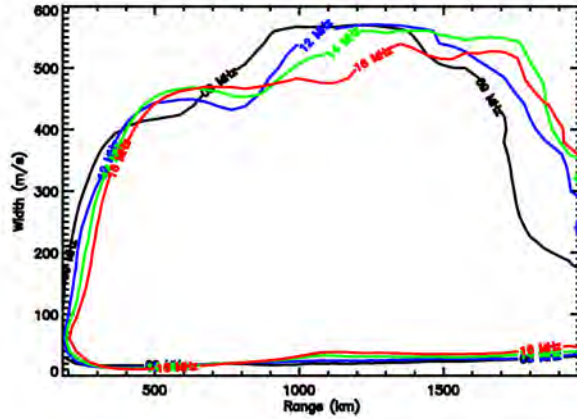


FIG. 3.21 – Contours des distributions de vitesses mesurées avec *mfreq_scan* en fonction de la distance au radar pour 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge).

A chaque distance considérée, le front d'onde rencontre un volume d'irrégularités qui va le rétrodiffuser. L'élargissement spectral dû à cette diffusion dépend d'une part de l'angle d'arrivée du front d'onde et d'autre part, de la vitesse de l'irrégularité.

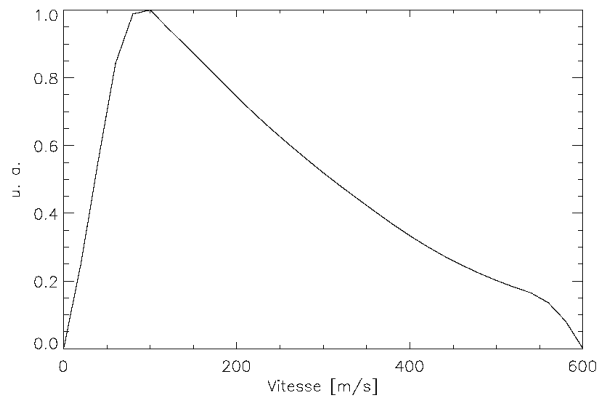


FIG. 3.22 – Distribution moyenne des vitesses observées entre 0 et 600 m.s^{-1} .

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

La mise en place de ces simulations nécessite donc le choix de la vitesse turbulente des irrégularités. Une analyse grossière des valeurs des vitesses déduites des données SuperDARN suggère des vitesses moyennes de l'ordre de 200 m.s^{-1} . Pour s'approcher des conditions expérimentales qui ont permis la mise en évidence de l'effet de fréquence, nous avons analysé les répartitions des vitesses (en valeur absolue) données par le mode *mfreq_scan* en fonction de la fréquence radar et de la distance des échos. La figure 3.21 montre les distributions des vitesses entre 0 et 600 m.s^{-1} , pour les 4 fréquences de travail, en fonction de la distance au radar. Chaque contour sur la figure représente un niveau de 50% des données associées à sa fréquence respective. Ces distributions contiennent environ 450.000 mesures de vitesse pour chaque fréquence. La figure 3.21 montre que les distributions des vitesses sont constantes avec la fréquence et ne se déforment pas avec la distance. L'analyse des distributions de vitesses associées à chaque porte en distance montre en effet une forte régularité lorsque la distance varie. Nous avons ainsi déduit de l'ensemble des données, indépendamment de la fréquence et de la distance, une distribution moyenne des vitesses mesurées pendant le mode *mfreq_scan*. Cette distribution, ramenée à l'unité, est représentée sur la figure 3.22. Elle présente un pic aux alentours de 100 m.s^{-1} et une forte asymétrie. Une distribution modélisée à partir d'une loi Gamma représentant approximativement cette distribution de vitesses est injectée dans la simulation pour représenter la distribution des vitesses turbulentes.

Ainsi, on fait interagir chaque point du front d'onde avec une irrégularité dont la vitesse est choisie aléatoirement dans cette distribution. L'angle d'incidence local du front d'onde impose la valeur de la vitesse telle qu'elle serait mesurée par les radars. En la comparant à la mesure donnée par la direction moyenne du front d'onde, on remonte ainsi à l'écart entre la mesure moyenne et la mesure perturbée. La distribution de ces écarts sur l'ensemble du volume sondé donne l'élargissement spectral induit par la décorrélation du front d'onde. Il est déduit de la distribution de la même façon que la méthode de traitement standard de données, selon la relation (3.26).

3.2.5.b Elargissement dans une ionosphère homogène

La figure 3.23 montre le résultat de ces simulations sur l'extrait de l'orbite 2046 et pour une fréquence plasma constante le long du parcours et égale à 6 MHz. La figure du haut correspond à la densité électronique le long de l'orbite du satellite, en milliers d'électron par cm^3 . Pour cet extrait, la fréquence plasma moyenne réelle est de l'ordre de 4,3 MHz. La figure en bas à gauche représente le spectre à une dimension des fluctuations de la permittivité, déduit de la densité électronique. Les étoiles représentent les points de calcul, la droite en trait pointillé montre l'ajustement de ce spectre par la forme analytique (3.34). Le spectre est donné pour un

paramètre X égal à $6/9$ et l'ajustement donne alors une valeur de L_0 de l'ordre de 36 km. La figure en bas à droite présente le résultats des simulations associées à cet extrait. Elle montre l'évolution de l'élargissement spectral (en m.s^{-1}) dû à la décorrélation du front d'onde en fonction de la distance parcourue, et ce pour les 4 fréquences radar utilisées dans le mode *mfreq_scan* : 9 MHz, 12 MHz, 14 MHz et 16 MHz. Les largeurs spectrales sont données pour des distances d'interaction comprises entre 0 et 1000 km. Ces distances sont excessives dans le cadre des radars SuperDARN. Nous reviendrons sur ce point dans les parties qui suivent.

La figure 3.23 montre le comportement de l'élargissement avec la distance, selon la fréquence de travail utilisée. Les valeurs des élargissements augmentent de façon quasi linéaire avec la distance. Pour les fréquences radar les plus hautes, l'effet est faible et les élargissements atteignent des valeurs de l'ordre de 15 m.s^{-1} ou moins pour 14 et 16 MHz à des distances de l'ordre de 1000 km. A 12 MHz, l'effet devient plus important ; l'élargissement peut atteindre 25 m.s^{-1} à grande distance. Pour une fréquence radar de 9 MHz, l'effet devient très important et la valeur de l'élargissement atteint 120 m.s^{-1} à 1000 km.

L'écart important entre 9 MHz et les fréquences les plus hautes s'explique par la dépendance quasi exponentielle de l'amplitude du spectre avec le rapport fréquence plasma sur fréquence radar (figure 3.20).

La figure 3.24 montre un autre exemple de résultats de cette simulation obtenu dans les mêmes conditions que la figure précédente, mais avec une autre série, extraite de l'orbite 2242 du 10 Mars 1982. Pour cet extrait, la valeur moyenne de la fréquence plasma mesurée par le satellite est de l'ordre de 4 MHz. L'ajustement du spectre donne un paramètre L_0 de l'ordre de 9 km.

L'amplitude du spectre est cette fois-ci plus faible, d'un ordre de grandeur environ et mène à des estimations de largeurs spectrales plus faibles, de l'ordre de 100 m.s^{-1} au maximum. Les simulations sont conduites avec une fréquence plasma de 6 MHz, comme précédemment. Si les valeurs de X dans les deux cas sont identiques, la calibration de l'amplitude des spectres influe sur la valeur des résultats. Dans l'ensemble cependant, les allures des courbes sont identiques. Par ailleurs, nous avons pu constater que d'une façon générale, l'influence du paramètre L_0 est minime et ne conditionne pas la valeur des largeurs spectrales.

Les résultats des simulations sont donc dépendants de l'amplitude du spectre associé aux différentes orbites du satellite. Pour tenter de reproduire un effet moyen, nous avons traité une vingtaine (23) d'orbites différentes du satellite AUREOL-3. La prise en compte de plusieurs orbites nous permet de nous rapprocher d'un effet moyen même si le nombre restreint de cas étudiés n'est pas censé représenter ni la diversité des densités rencontrées dans l'ionosphère,

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

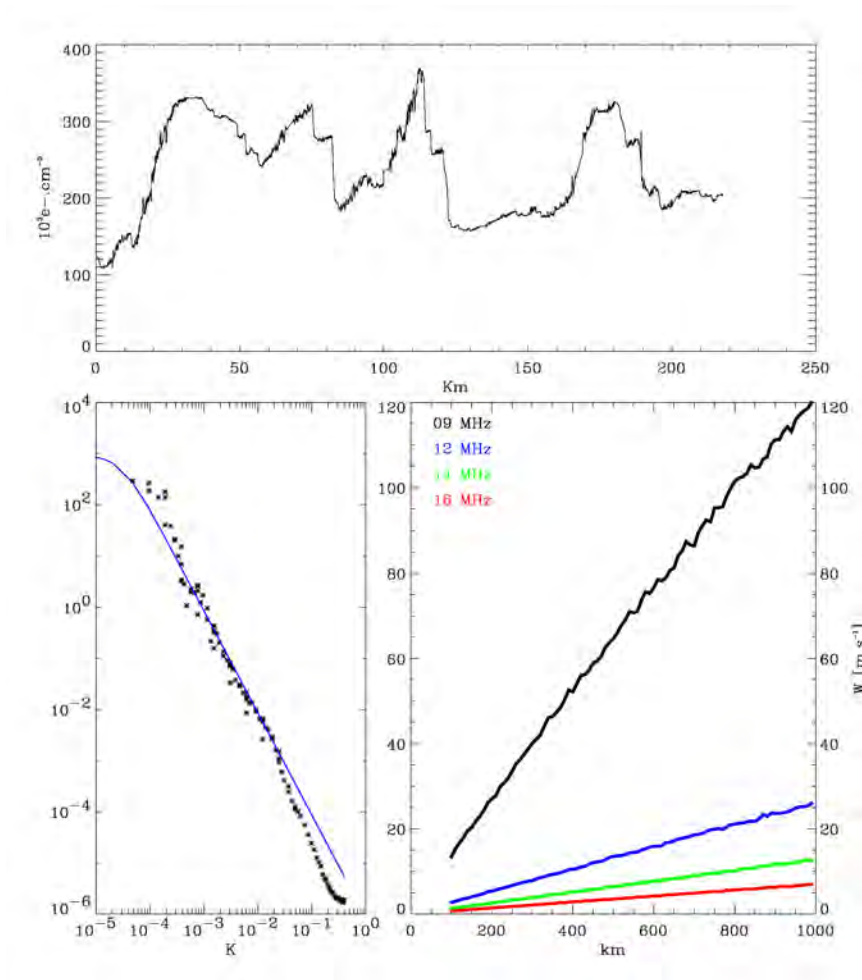


FIG. 3.23 – Résumé du traitement de l'extrait de l'orbite 2046. La densité électronique le long de la trajectoire du satellite est représentée en haut, le spectre expérimental (étoiles) et l'ajustement (en bleu) sont représentés en bas à gauche. Le résultat des simulations est représenté en bas à droite pour les 4 fréquences radar usuelles : 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge). La fréquence plasma est fixée à 6 MHz.

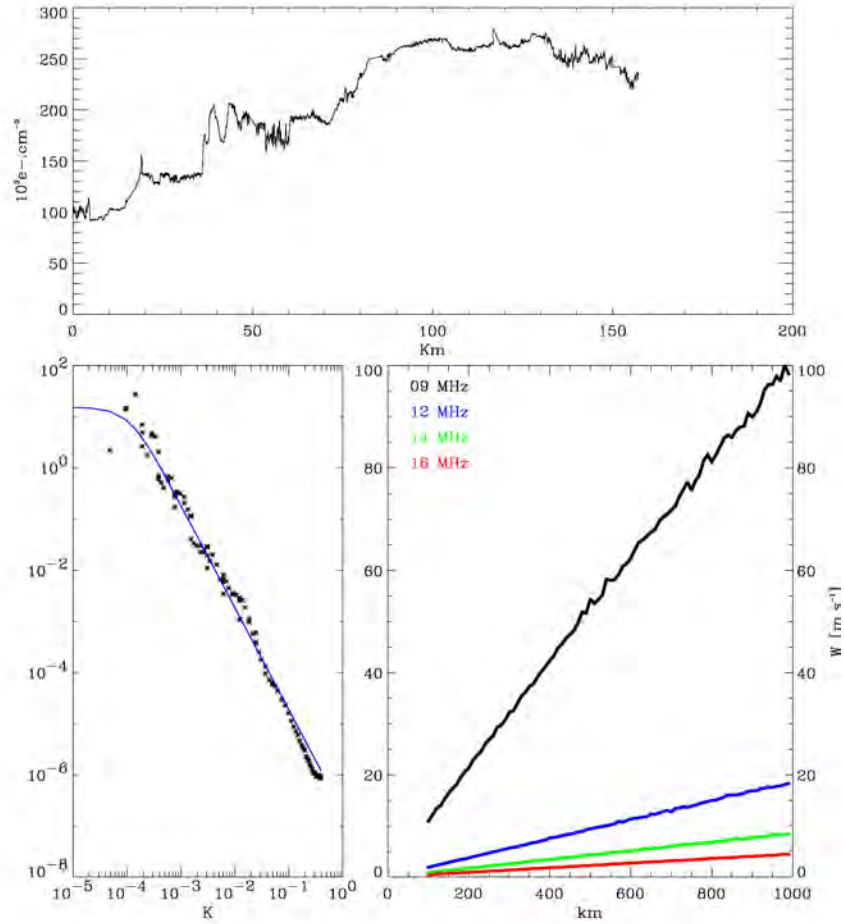


FIG. 3.24 – Autre exemple de traitement sur un extrait de l'orbite 2242. La densité électronique le long de la trajectoire du satellite est représentée en haut, le spectre expérimental (étoiles) et l'ajustement (en bleu) sont représentés en bas à gauche. Le résultat des simulations est représenté en bas à droite pour les 4 fréquences radar usuelles : 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge). La fréquence plasma est fixée à 6 MHz.

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

ni un comportement moyen très réaliste. La figure 3.25 présente les résultats des simulations, moyennés sur les 23 séries traitées. Les résultats obtenus sont très similaires à ceux de la figure 3.23. Cependant, l'écart quadratique moyen associé à chaque courbe est important et les résultats peuvent varier d'un facteur 2 selon l'orbite considérée.

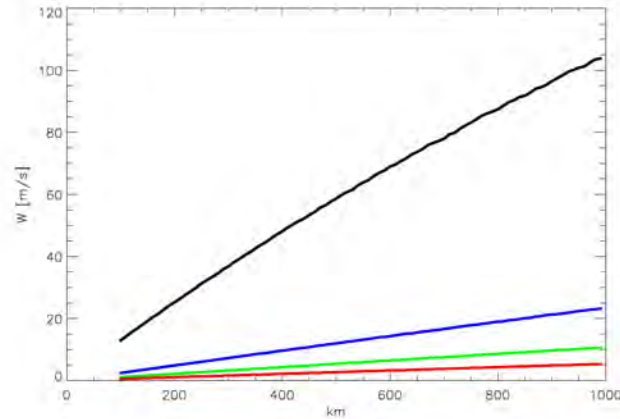


FIG. 3.25 – Elargissements moyens pour 23 extraits en fonction de la distance parcourue pour 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge). La fréquence plasma est fixée de 6 MHz.

La figure montre, qu'en moyenne, l'écart à grande distance entre l'élargissement dû à la déformation du front d'onde peut atteindre 100 m.s^{-1} entre 9 MHz et 16 MHz et que l'organisation des élargissements avec la fréquence radar est en accord avec les résultats des données radars. De plus, à grande distance, l'augmentation des largeurs spectrales présente un léger amortissement, visible à partir de 600 km. Cet amortissement est lié à un effet de saturation du processus d'interaction.

3.2.5.c Dépendance en fréquence

Les valeurs des largeurs spectrales estimées semblent importantes par rapport aux données. Cependant, il faut également prendre en compte la variation de ces estimations à la fréquence plasma imposée. Les fréquences de l'onde radar étant fixées, on peut indifféremment décrire les résultats selon le paramètre X ou selon la fréquence plasma. Une variation de fréquence plasma agit directement sur l'amplitude du spectre et peut donc perturber grandement les estimations.

La figure 3.26 montre les résultats des simulations obtenues pour trois fréquences plasmas différentes. De haut en bas, les fréquences plasmas utilisées sont de 5 MHz, 6 MHz et 7 MHz. L'élargissement moyen sur les 23 séries utilisées est représenté en fonction de la distance au radar

pour les 4 fréquences radar usuelles. La figure montre une dépendance importante des résultats selon la valeur de la fréquence plasma. La figure du haut (5 MHz) montre des élargissements de l'ordre de 40 m.s^{-1} à 1000 km pour 9 MHz. Les valeurs atteignent 100 m.s^{-1} pour 6 MHz (figure du milieu) et plus de 200 m.s^{-1} à 7 MHz (figure du bas).

Là encore, la dépendance exponentielle de l'amplitude des spectres en fonction du rapport X explique ces tendances. Une variation de la fréquence plasma ionosphérique de l'ordre de 2 MHz n'est pas inhabituelle. Cependant, l'effet d'une telle variation sur les résultats des simulations est important et se traduit par la multiplication des largeurs spectrales par un facteur 5. L'influence prépondérante du paramètre X rend donc une estimation précises des valeurs plus délicate.

Cependant, ces figures mettent clairement en évidence l'effet sur les largeurs spectrales. De plus, on constate un amortissement de l'augmentation des largeurs spectrales, d'autant plus efficace que la fréquence radar est proche la fréquence plasma.

3.2.5.d Variation du spectre au cours de la propagation

Dans les simulations précédentes, la fréquence plasma est constante au cours de la propagation. Dans le but d'étudier l'influence du profil vertical d'ionisation et de la propagation, nous nous intéressons dorénavant aux effets de la variation lente de la fréquence plasma au cours de la propagation. L'utilisation de modèles d'ionosphère et de propagation impose donc que le paramètre X , et donc l'amplitude du spectre, varie le long du trajet de l'onde.

La méthode de Rytov, telle qu'elle a été décrite dans la partie 3.2.2, décrit une propagation dans un milieu statistiquement homogène. Dans l'expression de la fonction de structure de phase (3.22), les variations du milieu avec la distance de propagation z affectent principalement l'amplitude du spectre et, dans une moindre mesure, le terme $(1 + \frac{k}{\kappa^2 z} \sin \frac{\kappa^2 z}{k})$. Le long du parcours, ce terme peut être amené à varier ; cependant, il sera toujours compris entre 1 et 2. Dans la suite, nous négligerons donc sa variation le long de la ligne de visée par rapport à la variation d'amplitude du spectre.

La variation du milieu le long du parcours sera donc représentée exclusivement par la variation de l'amplitude du spectre $a(z)$. L'expression de la fonction de structure de phase à la distance z' peut alors se mettre sous la forme (3.35) où $\Phi'_\epsilon(\kappa)$ est le spectre normalisé.

$$D_S(\vec{\rho}, z') = \pi^2 k^2 a(z') z' \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa \rho)] \left(1 + \frac{k}{\kappa^2 z'} \sin \frac{\kappa^2 z'}{k} \right) \Phi'_\epsilon(\kappa) \kappa d\kappa \quad (3.35)$$

En considérant des couches élémentaires d'ionosphère d'épaisseur dz et en sommant continuellement sur l'ensemble de ces couches, on peut se ramener à l'expression de la fonction de structure

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

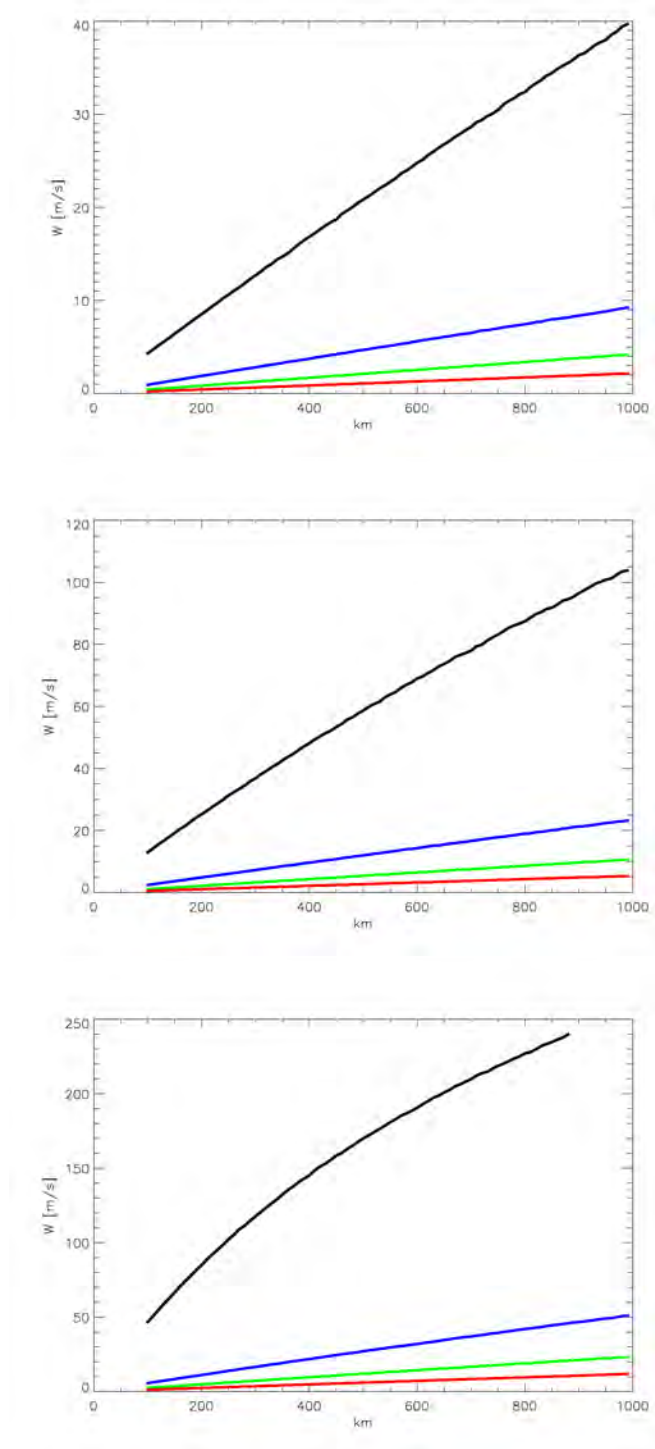


FIG. 3.26 – Elargissements moyens pour 23 extraits en fonction de la distance parcourue pour 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge), pour des fréquences plasma de 5 MHz (en haut), 6 MHz (au milieu) et 7 MHz (en bas).

de phase après un parcours de longueur z .

$$D_S(\vec{\rho}, z) = \pi^2 k^2 \int_0^z a(z') dz' \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa \rho)] \left(1 + \frac{k}{\kappa^2 z} \sin \frac{\kappa^2 z}{k} \right) \Phi'_\epsilon(\kappa) \kappa d\kappa \quad (3.36)$$

Ainsi, l'intégration de l'amplitude du spectre le long du trajet nous permet de prendre en compte les variation du plasma à grande échelle.

3.2.5.e Effet du profil vertical d'ionisation

L'ionosphère est assimilée à une couche unique, censée représenter la couche F et le profil d'ionisation associé est modélisé par un profil de Chapman classique. Ce profil est caractérisé par la fréquence plasma maximum, l'altitude du pic d'ionisation et la hauteur d'échelle. Les valeurs de ces deux derniers paramètres sont fixées respectivement à 300 km et 80 km.

Dans un premier temps, la propagation des ondes dans l'ionosphère est modélisée par une ligne droite avec angle d'élévation de 20 degrés. Cela implique d'une part que l'altitude sondée augmente avec la distance au radar et d'autre part, que la distance d'interaction avec l'ionosphère augmente linéairement avec la distance au radar. Ce type de trajet représente mal les trajets des ondes émises par SuperDARN et en particulier, l'altitude des échos n'est pas si variable. Cependant, ces modèles vont nous permettre d'étudier l'effet des variations d'altitude en supposant que chaque altitude rencontrée est une zone de rétrodiffusion. D'autre part, nous négligeons ici la dépendance des caractéristiques spectrales à l'angle d'aspect, qui joue un rôle important pour SuperDARN et la détermination des zones de diffusion.

La figure 3.27 représente le trajet de propagation en ligne droite dans l'ionosphère (échelle du haut) et donne le profil d'ionisation (échelle du bas) pour une fréquence plasma maximale de 7 MHz à 300 km d'altitude.

A mesure que le front d'onde s'éloigne du radar, il s'élève en altitude. La fréquence plasma locale est alors donnée par le profil d'ionisation. Celle-ci, ainsi que la fréquence radar, permettent de fixer la valeur de X et de déduire l'amplitude du spectre au point considéré en utilisant les ajustements effectués sur les spectres expérimentaux. L'amplitude du spectre est ainsi déterminée pas à pas pour chaque distance au radar considérée. L'algorithme intègre ensuite l'amplitude le long du parcours et détermine la variance des angles d'arrivée comme précédemment.

La figure 3.28 présente les résultats des simulations sur les 23 extraits d'orbite. La fréquence plasma du pic d'ionisation est de 6 MHz dans la figure du haut et de 7 MHz pour la figure du bas. Les largeurs spectrales dues aux interactions sont données en fonction de la distance au radar pour les 4 fréquences. Là encore, on retrouve une variation des résultats en fonction de la

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

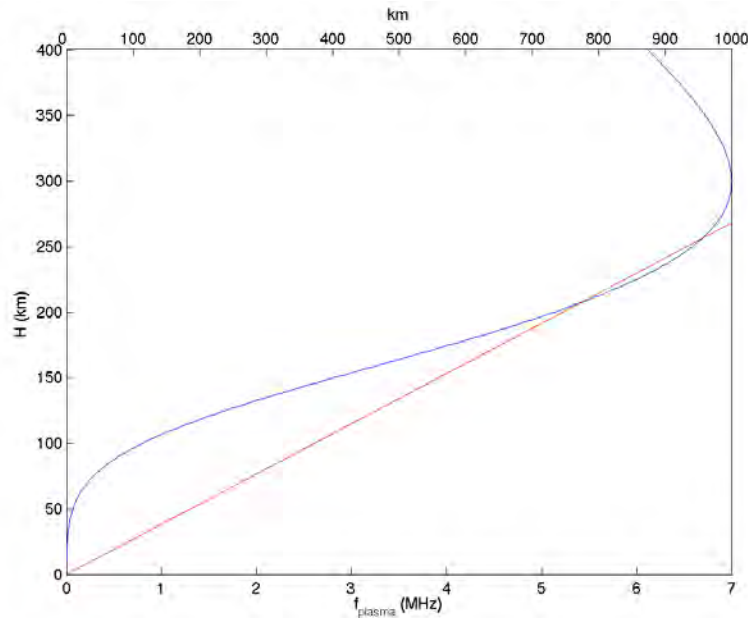


FIG. 3.27 – Modèle de propagation en ligne droite (en rouge) et profil vertical de la fréquence plasma (en bleu), modélisé par une couche de Chapman avec une fréquence maximale de 7 MHz. L'altitude en km est en ordonnée, l'échelle du bas représente la fréquence plasma en MHz, celle du haut, la distance au radar en km.

fréquence plasma.

D'autre part, les courbes à 9 MHz et 12 MHz présentent clairement un amortissement, et ce d'autant plus rapidement que le rapport fréquence plasma sur fréquence radar s'approche de 1. A grande distance, l'écart entre les valeurs à 9 MHz et 16 MHz peuvent atteindre 50 m.s^{-1} pour une fréquence plasma de 6 MHz et 140 m.s^{-1} pour 7 MHz.

Le profil d'ionosphère choisi impose par ailleurs la forme des courbes décrites précédemment. Les faibles distances, inférieures à 300 km, correspondent à des altitudes faibles, avant l'entrée dans l'ionosphère, où la fréquence plasma donnée par le modèle est trop faible pour introduire un effet important. A partir de 300 km, l'effet commence à influencer la largeur spectrale et les élargissements augmentent, le décollage des courbes se faisant par ordre croissant de fréquence radar. De même, l'amortissement observé sur les courbes de la figure 3.28, plus ou moins efficace selon les fréquences, peut être en partie relié à l'amortissement de la fréquence plasma à proximité du pic d'ionisation. A proximité du pic, les variations de fréquence plasma et donc d'amplitude du spectre s'amenuisent menant à l'amortissement observé.

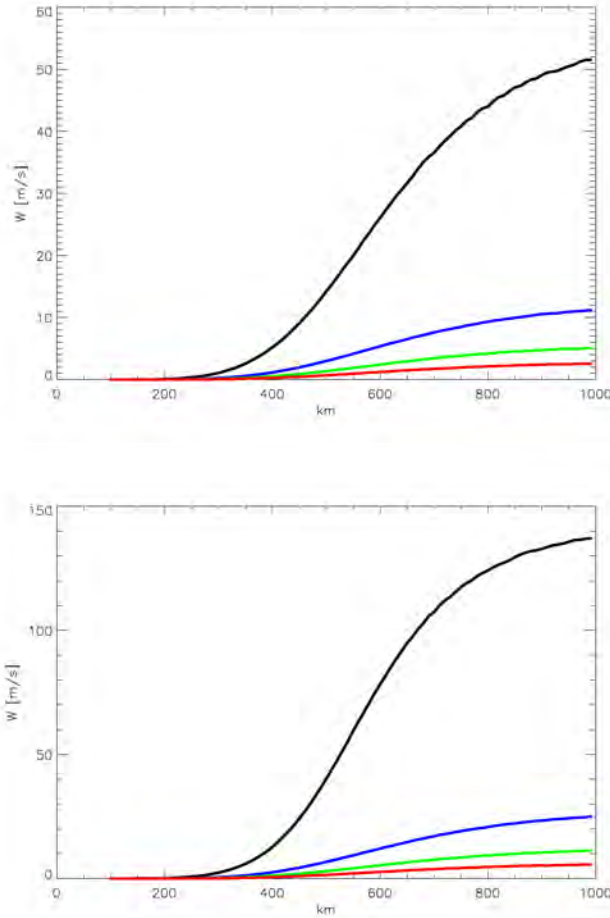


FIG. 3.28 – Elargissements moyens pour 23 extraits en fonction de la distance parcourue pour 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge) pour des profils d'ionosphère présentant des fréquences maximales de 6 MHz (en haut) et 7 MHz (en bas).

3.2.5.f Elargissements pour SuperDARN

Les études précédentes, si elles permettent d'étudier l'effet qualitatif sur les largeurs spectrales trouvent rapidement leur limite dans la mesure où les longueurs d'interaction et les trajets de propagation semblent peu adaptés aux données SuperDARN. Ainsi, nous avons mené une autre série de simulations plus réalistes en considérant des longueurs d'interaction plus proches de celles rencontrées par les radars SuperDARN.

Les variations verticales de la fréquence plasma sont toujours représentées par une couche de Chapman.

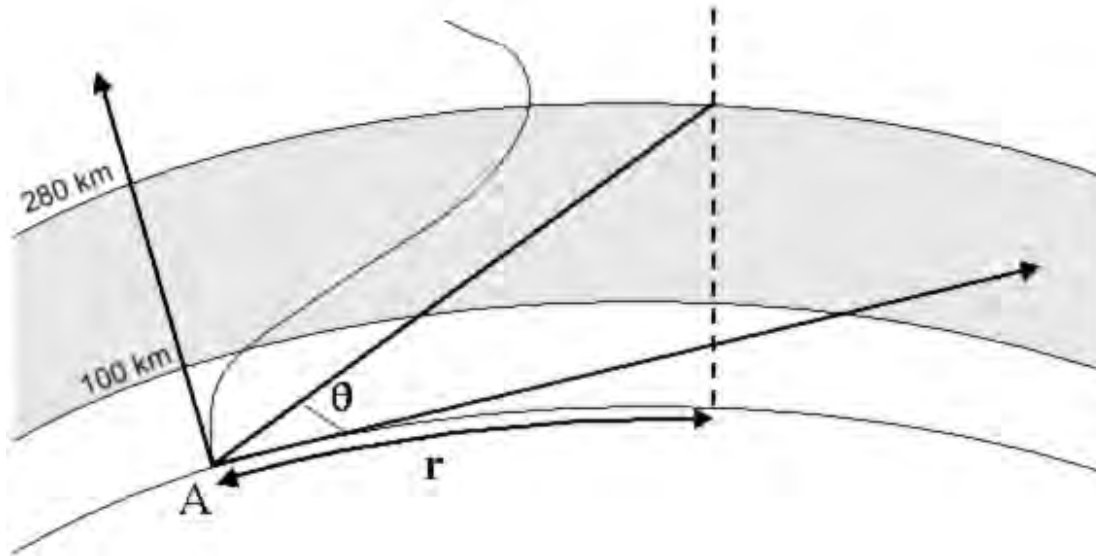


FIG. 3.29 – Illustration du sondage de l'ionosphère par un radar situé au point A atteignant 280 km d'altitude à une distance r du radar. Le faisceau radar interagit avec l'ionosphère entre 100 km et 280 km. Le profil vertical d'ionisation est représenté schématiquement.

La figure 3.29 illustre le principe de ces simulations. Les zones de diffusion des ondes pour les radar SuperDARN se situent en général à quelques kilomètres sous le maximum d'ionisation. Dans l'étude qui suit, nous supposons que les ondes sont rétrodiffusées à une altitude de 280 km, quelle que soit la fréquence et la distance au radar. Pour chacune de ces distances r , on évalue l'angle d'élévation (θ sur la figure 3.29) nécessaire pour atteindre cette altitude en tenant compte de la courbure de la Terre. Les simulations sont alors effectuées avec une angle θ différent pour chaque distance, menant à des distances d'interactions différentes. L'effet des interactions est pris en compte entre 100 km et 280 km d'altitude. Le calcul de la fonction de structure de phase tient compte des variations de la fréquence plasma le long du trajet et de la variation de la longueur d'interaction avec la distance. Cependant, la propagation est supposée identique pour les 4 fréquences.

La figure 3.30 présente les résultats de ces simulations (sur les 23 séries) pour des pics d'ionisation de 6 MHz, 7 MHz et 8 MHz, de haut en bas et pour des distances au radar jusqu'à 1500 km. La courbe à 8 MHz présente des valeurs d'élargissements importantes ; elle est surtout donnée pour illustrer l'amortissement de l'effet pour des grandes distances. Mis à part l'amortissement discuté précédemment, les valeurs observées pour les courbes correspondant à 6 MHz et 7 MHz semblent reproduire le comportement des élargissements observé sur les données. En particulier, les ordres de grandeurs donnés ici semblent plus réalistes. L'effet des interaction entraîne des

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

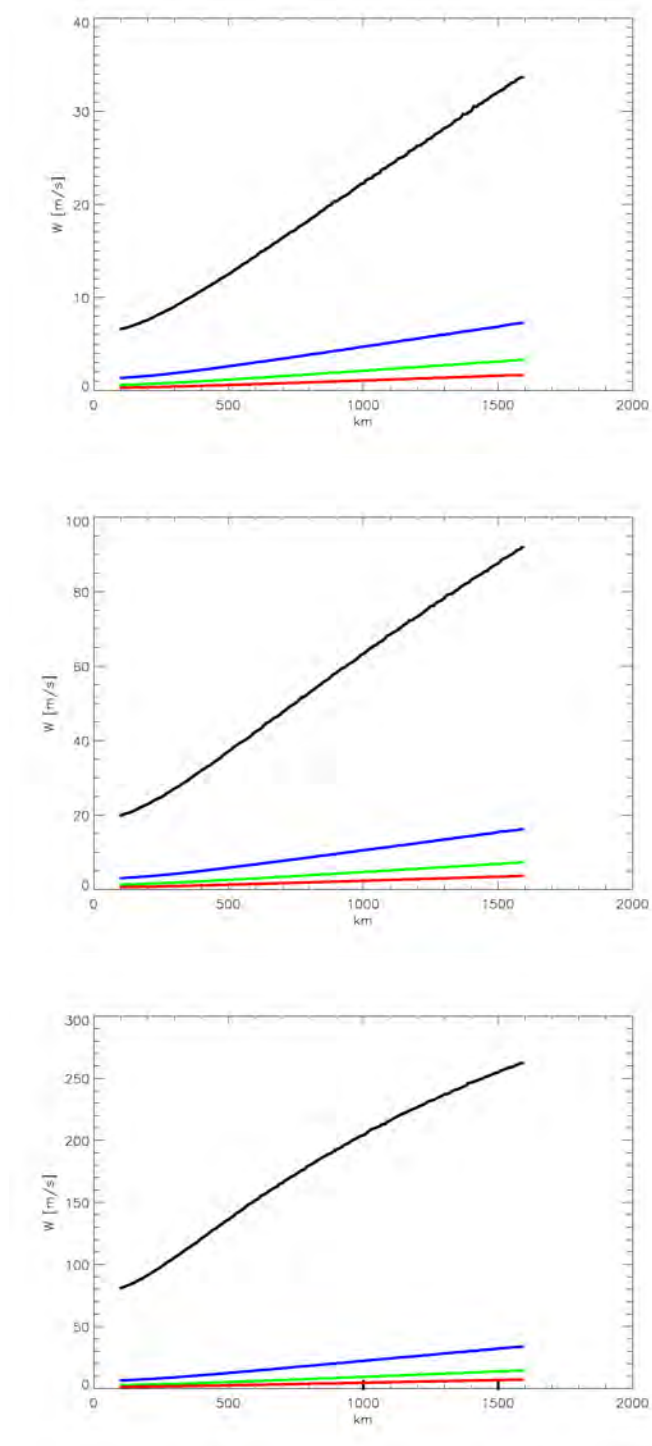


FIG. 3.30 – Elargissements moyens pour 23 extraits en fonction de la distance parcourue pour 9 MHz (en noir), 12 MHz (en bleu), 14 MHz (en vert) et 16 MHz (en rouge) pour des profils d'ionosphère présentant des fréquences maximales de 6 MHz (en haut), 7 MHz (au milieu) et 8 MHz (en bas).

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

écarts de l'ordre de 30 m.s^{-1} pour un pic à 6 MHz et de l'ordre de 90 m.s^{-1} pour 7 MHz. A 9 MHz cependant, l'effet à faible distance n'est pas négligeable.

Ces dernières simulations semblent plus réalistes et conformes aux données SuperDARN. Cependant, leur interprétation ne peut s'affranchir de la prise en compte des effets de propagation et de leur variation selon le paramètre X . En effet, les chemins de propagation dans l'ionosphère, imposés par les effets de réfraction, dépendent essentiellement de ce rapport. Ainsi, les fréquences les plus proches de la fréquence plasma réelle entraînent une réfraction plus efficace et donc des distances de propagation plus faibles. De même, les ondes associées aux plus basses fréquences s'élèvent moins. Ainsi, il est délicat de comparer directement les 4 courbes aux mêmes distances. La prise en compte d'un trajet de propagation réaliste, par exemple en couplant les simulations à des techniques de tracé de rayons permettrait une comparaison plus directe. On peut cependant appréhender qualitativement l'effet d'une propagation plus réaliste. Les fréquences les plus faibles étant associées à des altitudes et des distances d'interactions plus faibles, l'effet sera moins marqué. Les simulations effectuées ici surestiment donc très probablement l'élargissement aux plus basses fréquences et notamment à 9 MHz.

3.2.6 Comparaison aux données radar

Les simulations mises en place dans cette étude se basent sur un certain nombre de modèles et d'approximations. La multiplication des paramètres d'entrée du modèle rend l'interprétation quantitative des résultats délicate. De même, la diversité des chemins de propagation réels dans l'ionosphère rend la mesure de la distance des échos délicate et le modèle de propagation utilisé ici ne permet pas la comparaison directe des distances entre les résultats de la simulation et les résultats obtenus à partir de l'étude des données du mode spécifique.

L'étude des données du radar de Stokkseyri a mis en évidence la présence d'un effet de fréquence. Cet effet est moyenné sur des conditions très variées. Pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux, les simulations doivent prendre en compte des conditions moyennes de l'ionosphère. De plus, une simulation réaliste doit s'accompagner d'un modèle d'ionosphère et d'un modèle de propagation.

La dépendance de l'amplitude des spectres des fluctuations de permittivité semble influencer majoritairement les valeurs d'élargissements estimées par les simulations. Les données radar ont mis en avant des différences de l'ordre de 50 m.s^{-1} à grande distance entre les largeurs spectrales mesurées à 9 MHz et celles mesurées à 16 MHz. Les résultats des simulations montrent des écarts

de l'ordre de 30 m.s^{-1} pour un profil d'ionosphère représenté par une couche de Chapman de fréquence maximale égale à 6 MHz et des écarts de l'ordre de 90 m.s^{-1} lorsque l'on augmente cette fréquence à 7 MHz. Ainsi, il semble que les résultats des simulations, ou au moins les ordres de grandeur, soient en accord avec les mesures des radars et que l'effet des interactions de l'onde radar avec les moyennes échelles explique les écarts observés dans les distributions de largeurs spectrales.

Les simulations montrent que le modèle d'interaction proposé reproduit l'allure des largeurs spectrales observées. L'effet de fréquence affecte les largeurs spectrales d'autant plus efficacement que la fréquence radar est proche de la fréquence plasma. L'effet augmente avec la distance au radar jusqu'à saturation du processus. Les simulations mettent également bien en évidence le déclenchement de l'effet, sa saturation et leur dépendance à la fréquence. Les simulations reproduisent donc bien les comportements des largeurs spectrales déduits de l'étude de la base de données de Stokkseyri. L'effet mis en évidence par ces simulations n'est pas négligeable et il semble donc que la perte de cohérence du front d'onde contribue majoritairement à l'élargissement des spectres avec la distance, élargissement qui dépend de la fréquence.

Les simulations mises en place dans cette étude représentent des conditions d'ionosphère et de propagation plus ou moins adaptées dans le cadre des radars SuperDARN, dans le but de mettre en évidence l'effet d'élargissements indépendamment des contraintes de propagation et d'altitude. La comparaison aux distributions des largeurs spectrales expérimentales nécessite donc des précautions. La propagation réelle des faisceaux radars regroupe des effets d'altitude et de propagation différents avec la fréquence émises. Les ondes de plus basses fréquences s'élèvent moins et ont des trajets plus courts. Ainsi, les simulations surestiment certainement l'effet à 9 MHz. A l'opposé, ceci illustre l'impact des effets dus aux grandes échelles dans les données SuperDARN. A faible fréquence et à grande distance, les valeurs expérimentales restent inférieures aux valeurs estimées par les simulations. Ainsi, les effets de propagation deviennent importants et les trajets de propagation diffèrent certainement de ceux aux autres fréquences. Ces effets ne peuvent alors être ignorés dans l'interprétation des paramètres donnés par SuperDARN.

La prise en compte de trajets de propagation plus réalistes semble être un moyen de se rapprocher des résultats expérimentaux, en particulier aux plus basses fréquences radar. Cependant, s'il est possible de simuler le trajet d'une onde dans l'ionosphère pour un modèle d'ionosphère donné par des techniques de tracé de rayons, il est plus délicat d'envisager un modèle moyen de propagation représentatif de la diversité des conditions rencontrées dans les études statistiques menées avec les radars SuperDARN. D'autre part, la gamme de valeurs du paramètre X impose

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

des trajets de propagation très sensibles aux variations locales d'ionisation dans l'ionosphère. Il faut alors tenir compte de la diversité des trajets et de leur mélange dans l'étude des données SuperDARN. De même, un modèle réaliste doit prendre en compte la dépendance du spectre à l'angle d'aspect et donc la topologie du champ magnétique.

De plus, la multiplication des modèles et des distributions censées représenter les paramètres moyens associés à ces études nous semble être un désavantage dans ce genre de simulations. Le piège est en effet de pouvoir reproduire des résultats très différents en ne jouant que sur la gamme des valeurs des paramètres d'entrée et ce, indépendamment du modèle d'interactions proposé.

3.3 Résultats et discussion

Les études statistiques menées sur les mesures des radars de la chaîne SuperDARN ont permis de montrer l'existence d'un effet de fréquence dans les distributions de largeurs spectrales en fonction de la distance. Ces études ont pu être menées grâce à l'utilisation d'un mode opératoire spécifique, implanté sur le radar de Stokkseyri et utilisé ponctuellement. Ce mode, dédié aux études multifréquences de l'ionosphère, permet la détermination des paramètres simultanément à 4 fréquences différentes et donc la comparaison directe des données. Une seconde étude portant sur les données de 6 radars de l'hémisphère nord nous a permis de généraliser l'observation de cet effet et de montrer son impact sur la quasi totalité des régions de haute latitude. Si cette deuxième étude n'autorise pas le même genre d'analyse qu'un mode spécifiquement dédié aux sondages à plusieurs fréquences, elle a permis de montrer la persistance de l'effet et sa présence indépendamment des conditions géophysiques et de l'orientation des faisceaux. Ces études ont ainsi montré que les largeurs spectrales augmentent avec la distance et ce, d'autant plus efficacement que la fréquence de l'onde radar est proche de la fréquence plasma. A environ 1500 km du radar, l'écart entre les largeurs spectrales moyennes observées à 9 MHz et à 16 MHz peut ainsi atteindre plus de 50 m/s. Le déclenchement de cet effet, ainsi que sa saturation à grande distance dépendent également de la fréquence radar.

Ces études nous ont amené à proposer une interprétation en termes d'interaction entre l'onde radar émise et l'ionosphère durant le trajet jusqu'à la zone de diffusion, interaction impliquant des échelles spatiales comprises entre les échelles responsables de la diffusion de l'onde (typiquement de l'ordre de la dizaine de mètres dans l'ionosphère) et les échelles plus grandes conditionnant la réfraction et le trajet de l'onde. Ces échelles moyennes, ou intermédiaires, entraînent la déformation du front d'onde, plus ou moins importante selon le rapport entre la fréquence plasma et la fréquence radar et d'autre part, selon la distance parcourue dans le milieu.

La modélisation de ces effets d'interaction en termes de propagation dans un milieu inhomogène a été conduite en utilisant la méthode de Rytov. L'implémentation de ce modèle, appuyée par la caractérisation réaliste du milieu ionosphérique, effectuée grâce aux données ISOPROBE du satellite AUREOL-3, nous a permis de mettre en place un certain nombre de simulations numériques. Outre la forme des spectres des fluctuations de la permittivité électrique, ces simulations prennent en compte un modèle d'ionosphère, un modèle de propagation et une distribution des vitesses turbulentes. Ces modèles sont volontairement simplistes dans le but d'observer spécifiquement l'effet des interactions. De plus, la prise en compte de modèles réalistes semble délicate pour représenter la diversité des conditions contenues dans les bases de données des

3. Effet des moyennes échelles : décorrélation du front d'onde

radars SuperDARN. Les simulations effectuées estiment la fonction de structure de phase, la variance des angles d'arrivée et en déduisent un élargissement du spectre des vitesses par analogie aux mesures des radars. Ainsi, elles permettent d'obtenir directement la contribution à la largeur spectrale de l'effet des interactions lors de la propagation.

Les simulations ainsi mises en place reproduisent les comportements observés sur les distributions des largeurs spectrales mesurées par les radars. Les écarts entre les différentes fréquences, la dépendance non-linéaire de la largeur spectrale à la fréquence radar, la montée de l'effet ou sa saturation avec la distance sont observés grâce aux simulations. D'un point de vue quantitatif, les simulations sont en accord avec les écarts observés sur les distributions de largeurs spectrales. Cette étude permet donc d'une part, de valider l'interprétation proposée initialement par André et al. (1998) pour expliquer l'effet de fréquence et d'autre part, de montrer l'effet important de la décorrélation du front d'onde radar sur la détermination des largeurs spectrales. Ce travail met donc en évidence un biais systématique dans la mesure des largeurs spectrales obtenues à différentes fréquences de sondage et montre que ce biais est dû, au moins en partie, à la déformation du front d'onde avec la distance. L'effet induit sur les largeurs spectrales est étudié pour plusieurs cas de propagation pour étudier indépendamment le rôle de la distance d'interaction et de la variation des caractéristiques ionosphériques avec l'altitude. Les situations correspondant aux sondages des radars SuperDARN reproduisent de façon satisfaisante les effets observés sur les paramètres, tant d'un point de vue qualitatif que quantitatif.

Par ailleurs, les simulations mises en place montrent que la contribution due à la décorrélation du front d'onde dépend fortement du rapport entre fréquence radar et fréquence plasma. Les hypothèses sous-jacentes au modèle, à savoir la conception de l'onde en tant qu'onde plane, l'isotropie du milieu dans le plan perpendiculaire au champ magnétique et une interaction semblable à celle du plan perpendiculaire sur l'ensemble de la propagation peuvent être critiquées. Cependant, la remise en cause de ces hypothèses ou celle du modèle d'ionosphère induira un effet sur les estimations qui sera très certainement minime par rapport à la dépendance en fréquence observée. Le rapport entre fréquence radar et fréquence plasma est donc un paramètre crucial dans ces études. D'autre part, un modèle de propagation ionosphérique, pour être réaliste, doit tenir compte de la réfraction des ondes selon leur fréquence et donc de la variation des distances d'interaction et des altitudes atteintes. Ainsi, le rapport entre fréquence plasma et fréquence radar va influencer d'une façon importante à la fois sur les trajets de propagation et sur l'importance du biais de mesure dû aux interactions. Il deviendra donc extrêmement délicat de séparer les effets dus uniquement à la propagation de ceux dus aux interactions avec les moyennes échelles. Ce point n'est d'ailleurs pas sans rappeler les préoccupations classiques de nombreuses études de propa-

gation ou de diffusion, y compris celle-ci, à savoir, la distinction des effets dus aux différentes échelles spatiales.

Les résultats présentés dans ce mémoire mettent clairement en évidence l'effet des interactions des moyennes échelles sur la mesure de la largeur spectrale. L'une des applications de cette étude pourrait alors être la correction des mesures de largeurs spectrales en tenant compte des effets de propagation. Elle peut être assez aisément mise en œuvre sur des études de cas pour lesquels les trajets peuvent être décrits par des techniques de tracé de rayons, par exemple. Néanmoins, elle nécessiterait d'être validée par la confrontation aux données expérimentales. Compte tenu de la faible utilisation du mode multifréquence, la constitution de bases de données correspondant à des conditions de propagation particulières nous semble, à l'heure actuelle, impossible. D'une façon générale, les études géophysiques menées avec les données SuperDARN utilisent une quantité importante de données, représentant une vaste gamme de conditions de sondage, et mettent en avant des paramètres moyens (en particulier, les études tournées vers la détection des régions magnétosphériques, qui mélangent les échos de jours et de nuit, obtenus à des fréquences différentes). A cause de la difficulté de mettre en place un modèle de propagation représentant la diversité des sondages et de la forte dépendance du biais de mesure à la fréquence plasma (biais qui peut varier de plusieurs ordres de grandeur), il semble délicat de corriger globalement les valeurs de largeurs spectrales. En ce sens, les simulations mises en place dans cette thèse trouvent leur limite : l'utilisation des largeurs spectrales SuperDARN doit tenir compte des effets de propagation ; néanmoins, les travaux présentés ne peuvent être appliqués directement à une correction systématique des valeurs de largeurs spectrales.

Cette étude s'inscrit part ailleurs dans une volonté très marquée, propre à l'équipe du LPCE, de mettre en œuvre des études de physique de la mesure grâce aux données SuperDARN. Le genre d'études qui a été décrit ici est rare dans la communauté SuperDARN et l'effet des irrégularités de moyennes échelles et son implication sur les données de ces radars et en particulier sur les largeurs spectrales n'ont, à notre connaissance, jamais été étudié auparavant.

Conclusion

L'ensemble de ce travail de thèse est consacré à l'étude des processus d'interaction entre les ondes émises par les radars de la chaîne SuperDARN et les irrégularités d'ionisation de diverses échelles rencontrées dans l'ionosphère et leur impact sur la mesure des paramètres de la turbulence. L'utilisation des données SuperDARN et son implication grandissante dans le domaine de la météorologie de l'espace en tant qu'observatoire des réponses de l'ionosphère aux perturbations du système Soleil-Terre doivent s'accompagner de précautions d'usage, notamment à cause des biais engendrés par ces interactions. Ce travail s'intéresse plus particulièrement aux effets induits sur la largeur spectrale, paramètre de plus en plus utilisé pour déterminer les empreintes ionosphériques des différentes régions de la magnétosphère ou la réponse de l'ionosphère à des perturbations solaires.

Ce travail reflète ainsi une volonté, affirmée au sein de la communauté SuperDARN française, d'étudier les phénomènes susceptibles de perturber la mesure des paramètres observés par les radars. Parce qu'ils sont souvent tributaires de modes opératoires dédiés à des études géophysiques correspondant aux objectifs premiers du réseau SuperDARN, ces études qui nécessiteraient l'emploi de modes spécifiques, mènent à des résultats parfois délicats à interpréter.

Dans l'étude des effets de l'ionosphère sur la propagation des ondes jusqu'aux zones de rétrodiffusion, il semble indispensable de séparer le rôle des différentes échelles spatiales. L'ionosphère de haute latitude est un milieu turbulent qui reflète la gamme d'échelles spatiales et temporelles dont certaines caractérisent les échanges avec le milieu interplanétaire. Les inhomogénéités de très grande échelle, de l'ordre de la taille de l'ionosphère, n'ont pas été étudiées dans ce travail. Elles jouent cependant un rôle important, primordial même dans le mode de fonction-

nement des radars SuperDARN, dans la localisation spatiale des échos en conditionnant l'accès aux zones de diffusion. Les effets qu'elles imposent sur la propagation rendent d'ailleurs parfois l'interprétation des données SuperDARN délicate, surtout à grande distance et à basse fréquence et la diversité des chemins de propagation, parfois dans des conditions de propagation voisines, peuvent mener à un mélange des échos.

Le deuxième chapitre se focalise sur le rôle des petites échelles (de l'ordre de la longueur d'onde ou inférieures), responsables de la diffusion cohérente de l'onde. L'application d'un formalisme lagrangien a permis par le passé de caractériser les mesures des radars en termes de mouvements turbulents. Nous avons appliqué aux fonctions d'autocorrélation SuperDARN un formalisme développé dans le cadre des plasmas de laboratoires qui prend en compte l'effet des mouvements cyclotron des ions. Ces mouvements perturbent les mouvements turbulents des irrégularités de sorte qu'ils influent sur la forme des spectres en lui imposant une modulation en fréquence. Cependant, les contraintes algorithmiques et expérimentales limitent l'efficacité des méthodes d'analyse des données et rendent délicate l'interprétation des résultats. Elles ont néanmoins permis de mettre en évidence une signature ionosphérique caractérisée par une oscillation du module de la fonction d'autocorrélation à des fréquences privilégiées. Les caractéristiques de ces oscillations sont proches de la signature cyclotron attendue en région F mais plus éloignée pour ce qui concerne la région E. L'observation de ces signatures reste malgré tout délicate sur les données expérimentales et seules les données les moins bruitées permettent d'obtenir des résultats significatifs avec les méthodes mises en place dans cette étude.

Les études statistiques mises en œuvre dans le troisième chapitre mettent en évidence un effet de fréquence dans les répartitions des largeurs spectrales avec la distance au radar. Ainsi, la valeur moyenne de la largeur spectrale observée à grande distance peut subir une variation de 50 m/s au moins selon la fréquence de travail des radars. La minimisation de l'influence des effets géophysiques et la généralisation de l'observation de cet effet à l'ensemble de la calotte polaire ont permis une caractérisation précise de cet effet et suggèrent une interprétation en termes d'interactions avec les gradients de moyennes échelles, comprises entre quelques centaines de mètre et la taille de la cellule radar. Le rôle de ces échelles est rarement pris en compte dans l'utilisation des données SuperDARN et son impact sur les largeurs spectrales n'a jamais été étudié auparavant. La mise en place d'un modèle d'interaction et de simulations s'appuyant sur des paramètres d'entrée réalistes permet de reproduire les comportements associés à l'effet de fréquence, qualitativement et quantitativement. Ce travail permet donc d'expliquer les observations de André et al. (1998) et de valider l'interprétation en termes d'effet de propagation. Nous avons décrit

de façon précise la dépendance de la largeur spectrale à la distance d'interaction avec le milieu traversé et avec le rapport fréquence radar sur fréquence plasma. Nous avons montré que l'effet de propagation proposé peut être relié à la déformation du front d'onde induite par les moyennes échelles d'inhomogénéité dans l'ionosphère et quantifié le biais qu'il entraîne dans la mesure de la largeur spectrale par les radars SuperDARN.

Les effets de propagation doivent également être pris en compte dans l'interprétation de ces résultats, notamment au vu de la grande dépendance en fréquence des estimations. Ainsi, si ce travail a permis de mettre en évidence l'influence des moyennes échelles sur la mesure, il illustre aussi la difficulté de dissocier le rôle des diverses échelles spatiales.

Ces dernières études tendent également à montrer l'influence des effets de propagation dans la répartition des données SuperDARN, en particulier lorsque la fréquence radar s'approche de la fréquence plasma. L'interprétation des données par les techniques habituelles, basées sur une propagation directe, peut alors être sujette à caution.

Ce travail illustre la nécessité de comprendre les mécanismes d'interactions qui, à toutes les échelles, affectent les faisceaux émis par les radars et perturbent la mesure des caractéristiques de l'ionosphère. La variation non négligeable de largeur spectrale avec la fréquence de sondage doit ainsi être prise en compte dans les études menées avec les données SuperDARN. En particulier, l'impact de cette variation sur la localisation des frontières magnétosphériques doit être évalué dans des cas de propagation connue. De même, l'étude des processus turbulents dans l'ionosphère doit tenir compte de cette variation dans l'analyse des coefficients de diffusion, d'autant plus que ceux-ci s'écartent des valeurs prédites par la théorie. L'interprétation des spectres en termes de mouvements microéchelles doit également s'accompagner d'une part par l'étude de la forme du spectre dû aux moyennes échelles et d'autre part par la prise en compte de cette composante dans la forme globale du spectre déduit de la mesure.

Si les travaux présentés ici se focalisent sur les effets des irrégularités de petite et moyenne échelle spatiale, ils sont également importants dans la validation des études géophysiques menées avec le réseau SuperDARN. L'implication grandissante des radars de la chaîne SuperDARN, notamment dans les travaux liés à la météorologie de l'espace, doit aller de pair avec l'étude des processus perturbant la mesure et de leur impact éventuel sur l'interprétation des mécanismes d'échange au sein du système Soleil-Terre.

Annexe A

Spectre 3D pour des cylindres alignés au champ \vec{B}

Les irrégularités ionosphériques sont représentées par des cylindres infinis, alignés au champ magnétique terrestre \vec{B} , dans la direction z . Les fluctuations de densité électronique sont confinées au plan xy , perpendiculaire à \vec{B} .

L'extension radiale des cylindres est contrôlée par les fluctuations de la densité électronique n_e ; elle est fixée à L_0 qui correspond à l'échelle externe de la turbulence responsable de la formation des irrégularités.

Les sondages effectués dans l'ionosphère par divers moyens montrent des spectres dont la forme suit une loi de puissance inverse en κ .

Woodman et Basu (1978) propose de représenter le spectre à une dimension, perpendiculairement au champ magnétique, sous la forme de l'équation (A.1).

$$\Phi(\kappa_x) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle L_0}{1 + \kappa_x^2 L_0^2} \quad (\text{A.1})$$

Dans cette équation, le terme $\langle \Delta n_e^2 \rangle$ représente la variance des fluctuations de la densité électronique dans la direction x .

D'après le théorème de Wiener Kintchine, le spectre précédent correspond à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de n_e dans la direction x . Celle-ci est alors donnée par l'expression (A.2).

$$\rho(x) = \langle \Delta n_e^2 \rangle e^{-|\frac{x}{L_0}|} \quad (\text{A.2})$$

L'hypothèse de symétrie cylindrique autour du champ \vec{B} permet alors de considérer des fluctuations statistiquement homogènes et isotropes dans la direction perpendiculaire à \vec{B} . Dans ces conditions, on peut alors déduire la fonction d'autocorrélation à 3 dimensions $\rho(\vec{r})$, dont l'expression est donnée par l'équation (A.3), où le symbole \perp représente la direction perpendiculaire au champ magnétique.

$$\rho(\vec{r}) = \rho(r_{\perp}) = \langle \Delta n_e^2 \rangle e^{-r_{\perp}/L_0} \quad (\text{A.3})$$

De la même façon, le spectre à 3 dimensions correspondant s'obtient par transformée de Fourier dans l'espace de la fonction $\rho(\vec{r})$.

$$\Phi(\vec{\kappa}) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle}{(2\pi)^2} \delta(\kappa_{\parallel}) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} r e^{-r/L_0} e^{-i\kappa_{\perp} r \cos \theta} dr d\theta \quad (\text{A.4})$$

Le terme $\delta(\kappa_{\parallel})$ représente l'absence de fluctuations dans la direction parallèle au champ \vec{B} , celles-ci étant contenues dans le plan transverse. Ainsi, seuls le module du vecteur \vec{r} et le vecteur d'onde transverse κ_{perp} interviennent dans le second membre de l'équation (A.4).

L'intérêt d'utiliser des fonctions d'autocorrélation de la forme (A.2) et (A.3) est qu'elles permettent un calcul analytique exact des spectres associés.

Dans l'équation (A.4) l'intégrale portant sur la variable r peut s'évaluer à l'aide d'une intégration par parties.

On découple donc les intégrations sur r et θ . Si l'on désigne par I l'intégrale portant sur r , on peut obtenir son expression grâce aux équations (A.5) à (A.9), qui résument l'intégration par parties.

$$I = \int_0^{\infty} r e^{-r/L_0} e^{-i\kappa_{\perp} r \cos \theta} dr \quad (\text{A.5})$$

$$I = \left[-\frac{r e^{-(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)r}}{\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta} \right]_0^{\infty} + \frac{1}{\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta} \int_0^{\infty} e^{-(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)r} dr \quad (\text{A.6})$$

$$I = \left[-\frac{r e^{-(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)r}}{\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta} \right]_0^{\infty} + \left[\frac{e^{-(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)r}}{(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)^2} \right]_0^{\infty} \quad (\text{A.7})$$

$$I = \frac{1}{(\frac{1}{L_0} + i\kappa_{\perp} \cos \theta)^2} \quad (\text{A.8})$$

$$I = \frac{L_0^2}{(1 + i\kappa_{\perp} L_0 \cos \theta)^2} \quad (\text{A.9})$$

Le spectre peut alors s'exprimer sous la forme d'une intégrale simple (A.10).

$$\Phi(\vec{k}) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle}{(2\pi)^2} \delta(\kappa_{\parallel}) \int_0^{2\pi} \frac{1}{(1 + i\kappa_{\perp} L_0 \cos \theta)^2} d\theta \quad (\text{A.10})$$

Dans l'équation (A.10), l'intégrale, qui porte cette fois sur la variable θ , peut se résoudre à l'aide de la méthode des résidus. Pour faciliter la lecture, cette intégrale sera désignée par J .

La méthode des résidus consiste à passer dans le plan complexe. On peut ainsi poser $z = e^{i\theta}$; dans ce cas, on a $d\theta = \frac{dz}{iz}$ et $\cos \theta = \frac{1}{2}(z + \frac{1}{z})$. L'intégrale J peut alors se mettre sous la forme donnée par l'équation (A.11).

$$J = \frac{4i}{(\kappa_{\perp} L_0)^2} \int_{|z|=1} \frac{z dz}{(z^2 - \frac{2i}{\kappa_{\perp} L_0} + 1)^2} \quad (\text{A.11})$$

L'intégration porte alors sur le contour défini par $|z| = 1$ dans le plan complexe. La fonction complexe $f(z)$, sous l'intégrale, admet deux pôles d'ordre 2 que nous désignons par z_1 et z_2 .

On peut montrer aisément que les expressions des pôles sont données par les équations (A.12) et (A.13).

$$z_1 = \frac{i}{\kappa_{\perp} L_0} \left(1 - \sqrt{1 + (\kappa_{\perp} L_0)^2} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$z_2 = \frac{i}{\kappa_{\perp} L_0} \left(1 + \sqrt{1 + (\kappa_{\perp} L_0)^2} \right) \quad (\text{A.13})$$

A partir des expressions (A.12) et (A.13), on montre que $|z_1||z_2| = 1$ et que $|z_2| > 1$. Ainsi, seul le pôle z_1 est à l'intérieur de la surface délimitée par le contour d'intégration dans le plan complexe.

Le théorème des résidus montre alors que l'intégrale est égale au résidu (à un facteur $2i\pi$ près), de la fonction complexe $f(z)$, calculé en $z = z_1$. Le pôle z_1 étant un pôle d'ordre 2, le théorème des résidus nous mène à l'équation (A.14).

$$J = \frac{4i}{(\kappa_{\perp} L_0)^2} 2i\pi \left[\frac{\partial}{\partial z} (z - z_1)^2 f(z) \right]_{z=z_1} \quad (\text{A.14})$$

Le calcul du résidu montre que l'équation (A.14) peut se mettre sous la forme :

$$J = \frac{2\pi}{[1 + (\kappa_{\perp} L_0)^2]^{3/2}} \quad (\text{A.15})$$

En remplaçant l'expression de J dans la relation (A.4), on peut ainsi exprimer le spectre des fluctuations. Le spectre à 3 dimensions des fluctuations de densité (A.10) s'exprime alors sous la

forme donnée par l'équation (A.16).

$$\Phi(\vec{\kappa}) = \frac{\langle \Delta n_e^2 \rangle L_0^2}{2\pi} \delta(\kappa_{\parallel}) \frac{1}{[1 + (\kappa_{\perp} L_0)^2]^{3/2}} \quad (\text{A.16})$$

On retrouve ainsi les résultats donnés par Woodman et Basu (1978). La forme de départ permet donc, par un calcul analytique, de remonter à l'expression du spectre à 3 dimensions.

Bibliographie

- André, R., Etude des structures fines de la convection ionosphérique observées par SuperDARN : Structures à forte divergence de vitesse, Ph.D. thesis, Université d'Orléans, 1997.
- André, R., C. Hanuise, J.-P. Villain, and J.-C. Cerisier, HF radars : multi-frequency study of refraction effects and localization of scattering, *Radio Sci.*, 32, 153–168, 1997.
- André, R., D. Grésillon, C. Hanuise, and J.-P. Villain, Auroral ionosphere plasma turbulence transport coefficient : Direct observations from radar coherent backscattering, in *1998 International Congress on Plasma Physics*, vol 22C, edited by P. Pavlo, vol. 22C, pp. 1126–1129, European Physical Society, Praha, 1998.
- André, R., J.-P. Villain, C. Senior, L. Barthes, C. Hanuise, J.-C. Cerisier, and A. Thorolfsson, Toward resolving small scale structures in ionospheric convection from SuperDARN, *Radio Sci.*, 34, 1165–1176, 1999.
- André, R., M. Pinnock, and A. S. Rodger, Identification of the low-latitude cusp by Super Dual Auroral Radar Network radars : A physical explanation for the empirically derived signature, *J. Geophys. Res.*, 105, 27,081–27,093, 2000a.
- André, R., M. Pinnock, J.-P. Villain, and C. Hanuise, On the factor conditioning the Doppler spectral width determined from SuperDARN HF radars, *Int. J. Geom. Aeron.*, 2, 77–86, 2000b.
- André, R., M. Pinnock, J.-P. Villain, and C. Hanuise, Influence of magnetospheric processes on winter HF radar spectra characteristics, *Ann. Geophys.*, 20, 1783–1791, 2002.
- Axford, W. I., and C. O. Hines, A unified theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, *Can. J. Phys.*, 39, 1433–1464, 1961.

-
- Baker, K. B., R. A. Greenwald, A. D. M. Walker, P. F. Bythrow, L. J. Zanetti, T. A. Potemra, D. A. Hardy, F. J. Rich, and C. L. Rino, A case study of plasma processes in the dayside cleft, *J. Geophys. Res.*, *91*, 3130–3144, 1986.
- Baker, K. B., R. A. Greenwald, J.-P. Villain, and S. Wing, Spectral characteristics of high frequency (HF) backscatter for high latitude ionospheric irregularities : Preliminary analysis of statistical properties, *Tech. Rep. RADC-TR-87-204*, Rome Air Development Center, Griffis Air Force Base, NY, 1988.
- Baker, K. B., R. A. Greenwald, J. M. Ruohoniemi, J. R. Dudeney, and M. Pinnock, Simultaneous HF-radar and DMSP observations of the cusp, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 1869–1872, 1990.
- Baker, K. B., J. R. Dudeney, R. A. Greenwald, M. Pinnock, P. T. Newell, A. S. Rodger, N. Mattin, and C.-I. Meng, HF radar signatures of the cusp and low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, *100*(A5), 7671–7695, 1995.
- Baker, K. B., A. S. Rodger, and G. Lu, HF-radar observations of the rate of magnetic merging : A GEM boundary layer campaign study, *J. Geophys. Res.*, *102*, 9603–9617, 1997.
- Basu, S., and M. C. Kelley, A review of recent observations of equatorial scintillations and their relationship to current theories of F region irregularity generation, *Radio Sci.*, *14*, 471–485, 1979.
- Bates, H. F., and P. R. Albee, Aspect sensitivity of F-layer HF backscatter echoes, *J. Geophys. Res.*, *75*, 165–170, 1970.
- Béghin, C., J. F. Karczewski, B. Poirier, R. Debie, and N. Massevitch, The ARCAD-3 ISO-PROBE experiment for high time resolution thermal plasma measurements, *Ann. Geophys.*, *38*, 615–629, 1982.
- Berchem, J., and C. T. Russel, Flux transfert events on the magnetopause : Spatial distribution and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, *89*, 6689–6703, 1984.
- Berkner, L. V., and H. W. Wells, F region ionospheric investigations at low latitudes, *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, *39*, 215, 1934.
- Biermann, L., Kometschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Zeitschrift für Astrophysik*, *29*, 274, 1951.
- Biondi, M. A., Electron-ion and ion-ion recombination, *Ann. Geophys.*, *20*, 34–46, 1964.
- Booker, H. G., A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflection from the aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *8*, 204–221, 1956.

-
- Booker, H. G., and J. W. Tao, A scintillation theory of HF waves returned from the F-region : receiver near transmitter, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 49, 915–938, 1987.
- Booker, H. G., J. A. Ferguson, and H. O. Vats, Comparison between the extended-medium and the phase-screen scintillation theories, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47, 381–399, 1985.
- Bramley, E. N., The accuracy of computing ionospheric radio-wave scintillation by the thin-phase-screen approximation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 367–373, 1977.
- Briggs, B. H., and I. A. Parkin, On the variation of radio star and satellite scintillations with zenith angle, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 25, 339–365, 1963.
- Budden, K. G., The amplitude fluctuations of the radio wave scattered from a thick ionospheric layer with weak irregularities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 27, 155–172, 1965.
- Budden, K. G., *The propagation of radio waves*, Cambridge University Press, 1985.
- Cabrit, B., Diffusion collective de la lumière par un gaz turbulent, Ph.D. thesis, Université Paris 6, 1992.
- Cahill, L. J., and P. G. Amazeen, The boundary of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, 68, 1835, 1963.
- Cerisier, J.-C., and C. Senior, Merge - A Fortran Program, *Tech. rep.*, CETP, France, 1994.
- Cerisier, J. C., J. J. Berthelier, and C. Béghin, Unstable density gradients in the high-latitude ionosphere, *Radio Sci.*, 20, 755–761, 1985.
- Chapman, S., The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, *Proceedings of the Physical Society*, 43, 26–45, 1931a.
- Chapman, S., The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, part II. Grazing incidence, *Proceedings of the Physical Society*, 43, 483–501, 1931b.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terrest. Magnetism and Atmospheric Elec.*, 36, 171–186, 1931.
- Chaturvedi, P. K., Collisional ion cyclotron waves in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 81, 6169–6171, 1976.
- Chisham, G., M. Pinnock, and A. S. Rodger, The response of the HF radar spectral width boundary to a switch in the IMF B-y direction : Ionospheric consequences of transient dayside reconnection ?, *J. Geophys. Res.*, 106, 191–202, 2001.
- Chytil, B., A note on the spectral density function of ionospheric irregularities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 815–823, 1975.

-
- Chytil, B., Amplitude and phase scintillations of spherical waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 32, 961–966, 1970.
- Coppi, B., and E. Mazzucato, Anomalous plasma resistivity at low electric fields, *Phys. Fluids*, 14, 134, 1971.
- Coroniti, F. B., and C. F. Kennel, Changes in magnetospheric configuration during substorm growth phase, *J. Geophys. Res.*, 77, 3361–3370, 1972.
- Costa, E., and M. C. Kelley, On the role of steepened structures and drift waves in Equatorial Spread F, *J. Geophys. Res.*, 83, 4359–4364, 1978.
- Cowley, S. W. H., Magnetospheric asymmetries associated with the Y-component of the IMF, *Planet. Space Sci.*, 29, 79–96, 1981a.
- Cowley, S. W. H., Asymmetric effects associated with the X-component of the IMF in a magnetically open magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 29, 809–818, 1981b.
- Cowley, S. W. H., and M. Lockwood, Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere-ionosphere system, *Ann. Geophys.*, 10, 103–105, 1992.
- Cowley, S. W. H., J. P. Morelli, and M. Lockwood, Dependence of convective flows and particle precipitation in the high-latitude dayside ionosphere on the X and Y components of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 96, 5557, 1991.
- Crane, R. K., Ionospheric scintillation, *Proc. IEEE*, 65, 180–199, 1977.
- Crane, R. K., Variance and spectra of angle-of-arrival and Doppler fluctuations caused by ionospheric scintillation, *J. Geophys. Res.*, 83, 2091–2102, 1978.
- D’Angelo, N., Type 3 spectra of the radio aurora, *J. Geophys. Res.*, 78, 3987, 1973.
- Drummond, W. E., and M. N. Rosenbluth, Anomalous diffusion arising from microinstabilities in a plasma, *Phys. Fluids*, 5, 1507, 1962.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47–48, 1961.
- Dungey, J. W., The structure of the exosphere or adventures in velocity space, in *Geophysics, The Earth’s Environnement*, edited by C. DeWitt, J. Hieblot and A. Lebeau, p. 503, Gordon and Breach, New York, 1963.
- Dyson, P. L., Direct measurements of the size and amplitude of irregularities in the topside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 74, 6291, 1969.
- Dyson, P. L., and J. D. Winningham, Topside ionospheric spread F and particle precipitation in the dayside magnetospheric cleft, *J. Geophys. Res.*, 79, 1497, 1974.

-
- Dyson, P. L., J. P. McClure, and W. B. Hanson, In situ measurements of the spectral characteristics of F region ionospheric irregularities, *J. Geophys. Res.*, 79, 1497–1502, 1974.
- Eckerkey, T. L., Irregular ion clouds in the E layer of the ionosphere, *Nature*, 140, 846–847, 1937.
- Evans, J. V., Theory and practise of ionosphere study by Thomson scatter radar, *Proc. IEEE*, 57, 496–530, 1969.
- Fejer, B. G., Natural ionospheric waves, in *Modern ionospheric science*, edited by H. Kohl, R. Rüster, and K. Schlegel, p. 216, 1996.
- Fejer, B. G., and M. C. Kelley, Ionospheric irregularities, *Rev Geophys and Space Phys*, 18, 401–454, 1980.
- Fitzgerald, G. F., Sunspots and magnetic storms, *The Electrician*, 30, 48, 1892.
- Fitzgerald, G. F., Sunspots, magnetic storms, comet tails, atmospheric electricity and aurorae, *The Electrician*, 46, 287, 1900.
- Foster, J. C., D. Tetenbaum, C. F. de Pozo, J.-P. St Maurice, and D. R. Moorcroft, Aspect angle variations in intensity, phase, velocity, and altitude for high-latitude 34-cm E region irregularities, *J. Geophys. Res.*, 97, 8601–8617, 1992.
- Fredricks, R. W., and F. V. Coroniti, Ambiguities in the deduction of rest frame fluctuation spectrums from spectrums computed in moving frames, *J. Geophys. Res.*, 81, 5591, 1976.
- Freeman, J. W., Morphology of the electron distribution in the outer radiation zone and near the magnetospheric boundary as observed by Explorer XII, *J. Geophys. Res.*, 69, 1692, 1964.
- Geiss, J., H. Balsiger, P. Eberhardt, H. P. Walker, L. Weber, D. T. Young, and H. Rosenbauer, Dynamics of magnetospheric ion composition as observed by the GEOS mass spectrometer, *Space Sci. Res.*, 22, 537–566, 1978.
- Gold, T., Motions in the magnetosphere of the earth, *J. Geophys. Res.*, 64, 1219–1224, 1959.
- Greenwald, R. A., Space weather, SuperDARN and the Tasmanian TIGER, *Australian Journal Phys.*, 50, 773–792, 1997.
- Greenwald, R. A., K. B. Baker, and J.-P. Villain, Initial studies of small-scale F-region irregularities at very high latitudes, *Radio Sci.*, 18(6), 1122–1132, 1983.
- Greenwald, R. A., K. B. Baker, R. A. Hutchins, and C. Hanuise, An HF phased-array radar for studying small-scale structure in the high-latitude ionosphere, *Radio Sci.*, 20(1), 63–79, 1985.

-
- Greenwald, R. A., W. A. Bristow, G. J. Sofko, C. Senior, J.-C. Cerisier, and A. Szabo, Super Dual Auroral Radar Network radar imaging of dayside high-latitude convection under northward interplanetary magnetic field : toward resolving the distorted two-cell versus multicell controversy, *J. Geophys. Res.*, *100*, 19,661–19,674, 1995a.
- Greenwald, R. A., K. B. Baker, J. R. Dudeney, M. Pinnock, T. B. Jones, E. C. Thomas, J.-P. Villain, J.-C. Cerisier, C. Senior, C. Hanuise, R. D. Hunsucker, G. Sofko, J. Koehler, E. Nielsen, R. Pellinen, A. D. M. Walker, N. Sato, and H. Yamagoshi, DARN/SuperDARN : A global view of the dynamics of high-latitude convection, *Space Sci. Rev.*, *71*, 761–796, 1995b.
- Grésillon, D., B. Cabrit, J.-P. Villain, C. Hanuise, A. Truc, C. Laviron, P. Hennequin, F. Gervais, A. Quemeneur, X. Garbet, J. Payan, and P. Devynck, Collective scattering of electromagnetic waves and cross-B plasma diffusion, *Plasma Phys. Contr. Fusion*, *34*, 1985, 1992.
- Hallinan, T. J., and T. N. Davis, Small scale auroral arc distortions, *Planet. Space Sci.*, *18*, 1735, 1970.
- Hanuise, C., J.-P. Villain, and M. Crochet, Spectral studies of F region irregularities in the auroral zone, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 1083, 1981.
- Hanuise, C., R. A. Greenwald, and K. B. Baker, Drift motions of very high latitude F region irregularities : Azimuthal doppler analysis, *J. Geophys. Res.*, *90*, 9717–9725, 1985.
- Hanuise, C., J.-P. Villain, J.-C. Cerisier, C. Senior, J. M. Ruohoniemi, R. A. Greenwald, and K. B. Baker, Statistical study of high-latitude E-region doppler spectra obtained with the SHERPA HF radar, *Ann. Geophysicae*, *9*, 273–285, 1991.
- Hanuise, C., J.-P. Villain, D. Grésillon, B. Cabrit, R. A. Greenwald, and K. B. Baker, Interpretation of HF radar ionospheric doppler spectra by collective wave scattering theory, *Ann. Geophys.*, *11*, 29–39, 1993.
- Harris, F. J., On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform, *Proceedings of the IEEE*, *66*, 51, 1978.
- Heppner, J. P., and N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys. Res.*, *92*, 4467–4490, 1987.
- Hill, J. R., Sudden enhancements of F layer ionization in polar regions, *J. Atmos. Sci.*, *20*, 492, 1963.
- Hines, C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, *38*, 1441, 1960.
- Hoh, F. C., Instability of Penning-type discharge, *Phys. Fluids*, *6*, 1184, 1963.

-
- Hudson, M. K., and M. C. Kelley, The temperature gradient drift instability at the equatorward edge of the ionospheric trough, *J. Geophys. Res.*, *81*, 3913, 1976.
- Hulburt, E.O., Ionisation in the upper atmosphere of the earth, *Phys. Rev.*, *31*, 1018–1037, 1928.
- Hunsucker, R. D., Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere : A review, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *20*, 293, 1982.
- Ishimaru, A., *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, vol. 1 and 2, Academic, New York, 1978.
- Jones, R. M., and J. J. Stephenson, A versatile three-dimensional ray tracing program for radio waves in the ionosphere, *Rep. 75-76*, Office of Telecommunication, US Dep. of Commerce, Boulder, Colorado, 1975.
- Kadomtsev, B. B., *Plasma turbulence*, Academic Press, New York, 1965.
- Kelley, M. C., and C. W. Carlson, Observation of intense velocity shear and associated electrostatic waves near an auroral arc, *J. Geophys. Res.*, *82*, 2343, 1977.
- Kelley, M. C., and P. M. Kintner, Evidence for two-dimensional inertial turbulence in cosmic scale low β plasma, *Astrophys. J.*, *220*, 339, 1978.
- Kelley, M. C., J. F. Vickrey, C. W. Carlson, and R. Torbert, On the origin and spatial extent of high-latitude F region irregularities, *J. Geophys. Res.*, *87*, 4469, 1982.
- Kellog, P. J., Flow of plasma around the Earth, *J. Geophys. Res.*, *67*, 3805, 1962.
- Keskinen, M. J., and S. L. Ossakow, Nonlinear evolution of plasma enhancement in the auroral ionosphere, 1. Long wavelength irregularities, *J. Geophys. Res.*, *87*, 144–150, 1982.
- Keskinen, M. J., and S. L. Ossakow, Theories of high-latitude ionospheric irregularities : A review, *Radio Sci.*, *18*(6), 1077–1091, 1983a.
- Keskinen, M. J., and S. L. Ossakow, Nonlinear evolution of convecting plasma enhancements in the auroral ionosphere, 2. Small scale irregularities, *J. Geophys. Res.*, *88*, 474–482, 1983b.
- Kiang, Y. W., and C. H. Liu, Wave scattering by an irregularity slab embedded in a stratified medium : Application to ionospheric propagation, *Radio Sci.*, *20*, 80–94, 1985a.
- Kiang, Y. W., and C. H. Liu, Multiple phase screen simulation of HF wave propagation in the turbulent stratified ionosphere, *Radio Sci.*, 1985b.
- Kindel, J. M., and C. F. Kennel, Topside current instabilities, *J. Geophys. Res.*, *18*, 3055, 1971.
- Kumagai, H., Spatial correlations in intense ionospheric scintillations : Comparison between numerical computation and observation, *Radio Sci.*, *22*, 439–448, 1987.

-
- Lehnert, B., Diffusion processes in the positive column in a longitudinal magnetic field, in *Proceedings of the second Geneva conference on the peaceful uses of atomic energy*, vol. 32, p. 349, 1958.
- Lodge, O., Sunspots, magnetic storms, comet tails, atmospheric electricity and aurorae, *The Electrician*, 46, 249, 1900.
- Maezawa, K., Magnetic convection induced by the positive and negative z components of the interplanetary magnetic field : Quantitative analysis using polar cap magnetic records, *J. Geophys. Res.*, 81, 2289–2303, 1976.
- Maxwell, A., and C. G. Little, A radio-astronomical investigation of winds in the upper atmosphere, *Nature*, 169, 746–747, 1952.
- Mercier, R. P., Diffraction by a screen causing large random phase fluctuations, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 59, 382–400, 1962.
- Mikhailovsky, A. B., *Theory of plasma instabilities*, vol. 2, Consultants Bureau, New York ed., 1974.
- Milan, S. E., T. K. Yeoman, M. Lester, E. C. Thomas, and T. B. Jones, Initial backscatter occurrence statistics from the CUTLASS HF radars, *Ann. Geophys.*, 15, 703–718, 1997.
- Milan, S. E., M. Lester, S. W. H. Cowley, and M. Brittnacher, Dayside convection and auroral morphology during an interval of northward interplanetary magnetic field, *Ann. Geophys.*, 18, 436–444, 2000.
- Millman, G. H., Refraction effects on magnetic field geometry and HF propagation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 751–760, 1974.
- Monin, A. S., and A. M. Yaglom, *Statistical fluid mechanics : Mechanics of turbulence*, The MIT Press, 1971.
- Moorcroft, D. R., and K. Schlegel, Height and aspect sensitivity of large aspect angle coherent backscatter at 933 MHz, *J. Geophys. Res.*, 95, 8601–8617, 1990.
- Moses, J. J., and P. H. Reiff, Empirical convection models for northward IMF, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 195–207, 1994.
- Newell, P.T., and C.-I. Meng, Mapping the dayside ionosphere to the magnetosphere according to particle precipitation characteristics, *Geophys. Res. Lett.*, 19(6), 609–612, 1992.
- Olesen, J. K., F. Prindahl, F. Spangslev, E. Ungstrup, A. Bahnsen, U. Fahson, C.-G. Flathammer, and A. Pedersen, Rockett-borne wave and plasma observations in unstable polar cap E region, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 399, 1976.

-
- Ott, E., and D. T. Farley, Microinstabilities and the production of short-wavelength irregularities in the auroral F region, *J. Geophys. Res.*, *80*, 4599, 1975.
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophysical journal*, *128*, 664–676, 1958.
- Parker, E. N., Extension of the solar corona into interplanetary space, *J. Geophys. Res.*, *64*, 1675, 1959.
- Pinnock, M., and A. S. Rodger, On determining the noon polar cap boundary from SuperDARN HF radar backscatter characteristics, *Ann. Geophys.*, *18*, 1523–1530, 2001.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Wetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- Ratcliffe, J. A., Some aspects of diffraction theory and their application to the ionosphere, *Rep. Prog. Phys.*, *19*, 190–263, 1956.
- Rees, M., Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons, *Planet. Space Sci.*, *11*, 1209, 1963.
- Reiff, P. H., Sunward convection in both polar caps, *J. Geophys. Res.*, *87*, 5876–5980, 1982.
- Reiff, P. H., and J. L. Burch, IMF By-dependant plasma flow and Birkeland currents in the dayside magnetosphere - 2. A global model for northward and southward IMF, *J. Geophys. Res.*, *90*, 1595–1609, 1985.
- Reiff, P. H., T. W. Hill, and J. L. Burch, Solar wind plasma injection at the dayside magnetospheric cusp, *J. Geophys. Res.*, *82*, 479, 1977.
- Rino, C. L., Iterative methods for treating the multiple scattering of radio waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *40*, 1011–1018, 1978.
- Rino, C. L., R. C. Livingston, and S. J. Matthews, Evidence for sheet-like auroral ionospheric irregularities, *Geophys. Res. Lett.*, *5*, 1039, 1978.
- Rodger, A. S., M. Pinnock, J. R. Dudeney, K. B. Baker, and R. A. Greenwald, A new mechanism for polar patch formation, *J. Geophys. Res.*, *99*, 6425–6436, 1994.
- Rosenbluth, M. N., and R. F. Post, High-frequency electrostatic plasma instability inherent to "loss-cone" particle distribution, *Phys. Fluids*, *8*, 547, 1965.
- Rufenbach, C. L., Power law wavenumber spectrum deduced from ionospheric scintillation observations, *J. Geophys. Res.*, *77*, 4761, 1972.

-
- Ruohoniemi, J. M., R. A. Greenwald, K. B. Baker, J. P. Villain, and M. A. McCready, Drift motions of small-scale irregularities in the high-latitude F region : An experimental comparison with plasma drift motions, *J. Geophys. Res.*, 92, 4553–4564, 1987.
- Ruohoniemi, J. M., R. J. Barnes, R. A. Greenwald, and S. G. Shepherd, The response of the high-latitude ionosphere to the coronal mass ejection event of April 6, 2000 : A practical demonstration of space weather nowcasting with the Super Dual Auroral Radar Network HF radars, *J. Geophys. Res.*, 106, 30,085–30,097, 2001.
- Russel, C. T., and R. C. Elphic, ISEE observations of flux transfert events at the dayside magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 33–36, 1979.
- Rytov, S. M., Yu. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of statistical radiophysics*, vol. 4 - Wave propagation through random media, Springer-Verlag, 1989.
- Saka, O., T. Kitamura, H. Tachihara, M. Shinohara, N. B. Trivedi, N. Sato, J. M. Ruohoniemi, and R. A. Greenwald, A substorm onset signature at the auroral zone observed with SuperDARN and equatorial magnetometers, *J. Geophys. Res.*, 106, 29,037–29,050, 2001.
- Simon, A., Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields, *Phys. Fluids*, 6, 382, 1963.
- Singleton, D. G., Power spectra of ionospheric scintillations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 113–133, 1974.
- Sofko, G. J., R. A. Greenwald, and W. Bristow, Direct determination of large-scale magnetospheric field-aligned currents with SuperDARN, *Geophys. Res. Lett.*, 22(15), 2041–2044, 1995.
- Sonett, C. P., Coupling of the solar wind and the exosphere, *Phys. Rev. Lett.*, 5(2), 46–48, 1960.
- Strohbehn, J. W., and S. F. Clifford, Polarization and angle of arrival fluctuations for a plane wave propagated through a turbulent medium, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-15, 416, 1967.
- Tatarskii, V. I., *Wave propagation in a turbulent medium*, McGraw-Hill, 1961.
- Taylor, G. I., Diffusion by continuous movements, *Proceedings of the London Mathematical Society, Serie 2*, 20, 196–211, 1921.
- Taylor, J. R., M. Lester, T. K. Yeoman, R. Greenwald, G. Sofko, and J.-P. Villain, Ionospheric convection reponse to a northward turning of the interplanetary magnetic field on March 23, 1995 studied employing SuperDARN HF radar data, *Adv. Space Res.*, 22, 1289–1292, 1998.
- Temerin, M., The polarization, frequency and wavelengths of high latitude turbulence, *J. Geophys. Res.*, 83, 2609–2616, 1978.

-
- Thorolfsson, A., J.-C. Cerisier, and M. Pinnock, Flow transients in the postnoon ionosphere : The role of solar wind dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, *106*, 1887–1901, 2001.
- Tomchuk, B., Diffusion des particules transversalement au champ magnétique et diffusion exacerbée des ondes électromagnétiques, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2000.
- Tsunoda, R. T., High-latitude F region irregularities : A review and synthesis, *Rev. Geophys.*, *26*, 719–760, 1988.
- Uspensky, M. V., A. V. Kustov, G. J. Sofko, A. Koehler, J.-P. Villain, C. Hanuise, J. M. Ruohoniemi, and P. J. S. Williams, Ionospheric refraction effects in slant range profiles of auroral HF coherent echoes, *Radio Sci.*, *29*, 503–517, 1994.
- Van Allen, J. A., G. H. Ludwig, E. C. Ray, and C. E. McIlwain, Observations of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and Gamma, *Jet Propul.*, *28*, 588–592, 1958.
- Vickrey, J. F., C. L. Rino, and T. A. Potemra, Chatanika/TRIAD observations of unstable ionization enhancement in the auroral F-region, *Geophys. Res. Lett.*, *7*, 789–792, 1980.
- Villain, J.-P., R. A. Greenwald, and J. F. Vickrey, HF ray tracing at high latitudes using measured meridional electron density distributions, *Radio Sci.*, *19*, 359–374, 1984.
- Villain, J.-P., G. Caudal, and C. Hanuise, A SAFARI-EISCAT comparison between the velocity of F region small-scale irregularities and the ion drift, *J. Geophys. Res.*, *90*, 8433–8443, 1985.
- Villain, J. P., C. Béghin, and C. Hanuise, ARCAD3-SAFARI coordinated study of auroral and polar F-region ionospheric irregularities, *Ann. Geophys.*, *4*, 61–68, 1986.
- Villain, J.-P., R. A. Greenwald, K. B. Baker, and J. M. Ruohoniemi, HF radar observations of E region plasma irregularities produced by oblique electrom streaming, *J. Geophys. Res.*, *92*, 327–342, 1987.
- Villain, J.-P., R. André, C. Hanuise, and D. Grésillon, Observation of the high latitude ionosphere by HF radars : interpretation in terms of collective wave scattering and characterization of turbulence, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *58*, 934–958, 1996.
- Villain, J.-P., R. André, M. Pinnock, R. A. Greenwald, and C. Hanuise, Statistical study on spectral width from SuperDARN coherent radars, *Ann. Geophys.*, *20*, 1769–1781, 2002.
- Wagen, J. F., and K. C. Yeh, A numerical study of waves reflected from a turbulent ionosphere, *Radio Sci.*, 1986.
- Wagen, J. F., and K. C. Yeh, Simulation of HF propagation and angle of arrival in a turbulent ionosphere, *Radio Sci.*, *24*, 196–208, 1989.

-
- Walker, A. D. M., R. A. Greenwald, and K. B. Baker, Determination of the fluctuation level of ionospheric irregularities from radar backscatter measurements, *Radio Sci.*, 22, 689–705, 1987.
- Weaver, P. F., Backscatter echoes from field-aligned irregularities in the F-region, *J. Geophys. Res.*, 70, 5425–5432, 1965.
- Welch, P. D., The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms, *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, AU-15, 70–73, 1967.
- Wernik, A. W., and C. H. Liu, Ionospheric irregularities causing scintillation of GHz frequency radio signals, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 871–879, 1974.
- Woodman, R. F., and S. Basu, Comparison between in situ measurements of F-region irregularities and backscatter observations at 3-m wavelength, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 869–872, 1978.
- Xu, L., A. V. Kustov, J. Thayer, and M. A. McCready, SuperDARN convection and Sondreström plasma drift, *Ann. Geophys.*, 19, 749–759, 2001.
- Zernov, N.N., and B. Lundborg, The influence of ionospheric electron density fluctuations on HF pulse propagation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 57, 65–73, 1995.
- Zernov, N. N., V. E. Gherm, N. Yu. Zaalov, and A. V. Nikitin, The generalization of Rytov's method to the case of inhomogeneous media and HF propagation and scattering in the ionosphere, *Radio Sci.*, 27, 235–244, 1991.
- Zhu, L., R. W. Schunk, and J. J. Sojka, Polar cap arc : A review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 59, 1087–1126, 1997.

Résumé

SuperDARN est un réseau de radars HF cohérents dédié à l'étude de la convection du plasma ionosphérique à haute latitude qui trouve ses principales applications dans l'étude des relations Soleil/Terre. On s'intéresse ici aux effets des interactions entre l'onde radar émise et les gradients d'ionisation de différentes échelles et à leur impact sur la mesure. Des études sont menées pour détecter la signature du mouvement cyclotron des ions, superposé aux mouvements turbulents, dans les spectres mesurés. Ensuite, l'effet des moyennes échelles (100 m à 10 km) est mis en évidence sur la mesure des largeurs spectrales. Des études statistiques montrent que la détermination des paramètres est affectée par le rapport entre la fréquence émise et la fréquence plasma et par la distance de l'écho. Nous proposons une interprétation en terme de décorrélation du front d'onde au cours de la propagation, validée par la mise en place de simulations s'appuyant sur des paramètres réalistes de l'ionosphère.

Turbulence scales in the high-latitude ionosphere and their signatures upon echoes detected by SuperDARN HF radars.

Abstract

SuperDARN is a coherent HF radar network dedicated to the study of high-latitude ionospheric plasma convection and finds its major applications in the field of Sun/Earth connection. This work deals with the interactions between a transmitted radar wave and ionisation gradients at different scales and their impact on measurements. Studies are performed in order to detect the ion cyclotron signature, superimposed to turbulent motions, in observed spectra. On the other hand, the role of intermediate scales (from hundreds of meters to kilometers) on spectral width estimation is evidenced. Statistical studies show that the value of this parameter depends upon transmitted frequency and echo range. We propose an interpretation in terms of a wave front decorrelation during propagation and validate it with numerical simulations based upon realistic ionospheric parameters.

Discipline- Spécialité Doctorale: Physique

Mots-clés: Ionosphère, radar HF, spectre Doppler, propagation d'ondes, milieu turbulent, méthode de Rytov.

Intitulé et adresse du laboratoire:

Laboratoire de Physique et Chimie de l'environnement (LPCE/CNRS),
3A, avenue de la recherche scientifique,
45071 Orléans Cedex 2
France